THÈSE

présentée

pour l'obtention du diplôme

de DOCTEUR DE 3e CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE et MARIE-CURIE

PARIS VI

Spécialité : Géophysique
Mention : Aéronomie

par

Dominique LANGER

Sujet de la Thèse :

Étude par sondage laser des particules émises par CONCORDE dans l'atmosphère.

Soutenue le 29 Juin 1976 devant le Jury composé de :

Président	M. J.E. BLAMONT
Examinateurs	M. M. GARNIER
	Mme M.L. CHANIN
Invité	M. C. DEVAUX

T H E S E présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE

à

L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

Spécialité : Géophysique

Mention : Aéronomie

par

Dominique LANGER

Sujet de la Thèse

Etude par Sondage Laser des particules émises par CONCORDE dans l'atmosphère.

Soutenue le 29 juin 1976 devant la Commission composée de :

MM.	J.E.	BLAMONT	Président
	M.	GARNIER	Examinateur
	M.L.	CHANIN	Examinateur
	C.	DEVAUX	Invité

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier, tout d'abord, Monsieur le Professeur J.E. Blamont qui m'a accueillie dans son Laboratoire, m'a proposé le sujet de ce travail et m'a permis de le mener à bien.

Je suis heureuse d'exprimer ma profonde reconnaissance à Madame M.L. Chanin qui m'a guidée tout au long de ma Thèse.

La réalisation de ce projet a été rendue possible grâce au soutien de divers organismes. Je remercie très vivement M. le Professeur E.A. Brun, Président du COVOS, Messieurs Doucet et R. Joatton, de la Société Nationale Industrielle Aérospatiale.

Grâce à Monsieur R. Block, Directeur du Centre d'Essais des Landes, nous avons eu l'autorisation d'implanter notre station Laser sur une base du C.E.L.. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.

Au Service d'Aéronomie je remercie G. Thuillier pour ses nombreux conseils et H. Teitelbaum qui m'a aidée dans l'interprétation théorique des résultats. Ma gratitude va à tous ceux qui m'ont entourée et aidée et plus particulièrement M. Maillard et C. Leroy. pour leur participation très active à la conception de l'expérience et à son fonctionnement sur le terrain. F. Fassina a conçu et réalisé toute la partie électronique, avec l'aide de G. Velghe et G. Cornet. Je les remercie pour leur coopération. Je remercie également M. Choucq, C. Cot, G. Azria, pour l'apport précieux dans la conception et la mise au point des différents programmes théoriques et dans le dépouillement des bandes magnétiques.

Enfin mes remerciements vont aux différentes personnes qui ont participé à la préparation de ce mémoire avec patience et efficacité : M. Grenier, J. Guinebert, M.T. Peyroux.

Ce travail a été financé par le contrat 72I n° 4473 (DOT/MA72) de la Société Nationale Industrielle Aérospatiale et par le contrat COVOS n° 202-212.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

PLAN

I - INTRODUCTION -

II - EVALUATION DU SIGNAL -

- II-1. Abondance des polluants
- II-2. Formule Lidar
- II-3. Caractéristiques expérimentales
- II-4. Bilan.

III - ETUDE EXPERIMENTALE -

- III-1. Description du système
- III-2. Description de l'électronique
- III-3. Déroulement de l'expérience.

IV - ANALYSE -

- IV-1. Etude théorique de la diffusion Mie
  - IV-1.1 Expression de β_M
  - IV-1.2 Choix de $n(r)$
  - IV-1.3 Calcul de $\sigma(r,m)$
    - IV-1.3.1 Rappels
    - IV-1.3.2 Théorie générale
    - IV-1.3.3 Coefficients de diffusion
    - IV-1.3.4 Mise au point des programmes
- IV-2. Résultats
  - IV-2.1 Particules de carbone
    - IV-2.1.1 Calcul de σ et Q
    - IV-2.1.2 Calcul de β
  - IV-2.2 Exploitation du programme
    - IV-2.2.1 Variation de Q_{ext} , Q_{sca}
    - IV-2.2.2 Variation de Q_{BK} , σ_{BK} , β_{BK} en fonction de l'indice
  - IV.2.3 Conclusion

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548102_0016

V - EXPLOITATION DES DONNEES ET RESULTATS -

V-1. Evaluation des phénomènes naturels

V-1.1 Absorption atmosphérique
V-1.2 Diffusion Rayleigh de l'air
V-1.2.1 Sondages météorologiques
V-1.2.2 Evaluation de $\sigma_R(\theta,\lambda)$
V-1.2.3 Variation de $f_R(\theta,\lambda)$
V-1.3 Evaluation du signal provenant du Soleil
V-1.4 Teneur en eau de l'atmosphère
V-1.5 Evaluation des vents

V-2. Présentation des résultats

V-2.1 Tracé des courbes
V-2.2 Calcul d'erreur

V-3. Profils d'aérosols dans l'atmosphère non perturbée

V-3.1 Minima d'aérosols
V-3.2 Maxima d'aérosols
V-3.3 Concentration d'aérosols dans le couloir aérien

V-4. Perturbation créée par l'avion

V-4.1 Influence des facteurs naturels
V-4.1.1 Formation d'une traînée visible
V-4.1.2 Influence du vent

V-4.2 Résultats
V-4.2.1 Présentation des profils verticaux
V-4.2.2 Variation du rapport de diffusion à l'altitude de vol
V-4.2.3 Evolution moyenne des poussières en fonction du temps
V-4.2.4 Concentration des particules émises
V-4.2.5 Conclusion

ANNEXE : Généralités sur les ondes de gravité.

I - INTRODUCTION -

La mise en exploitation des avions supersoniques volant à des altitudes stratosphériques présente des caractères nouveaux dont il faut prévoir les conséquences : trois aspects sont à étudier :

- Dans le domaine des réactions et des équilibres photochimiques : l'influence de la diffusion des produits gazeux ou finement divisés (oxyde de carbone, d'azote ou de soufre, vapeur d'eau) susceptibles d'être déposés dans la zone d'altitude traversée et d'en détruire le fragile équilibre,

- La perturbation climatologique pouvant provenir de la variation en teneur d'eau de la stratosphère,

- La contamination par des particules solides due à la combustion incomplète des réacteurs. C'est sur ce dernier point qu'a porté notre étude.

Des mesures faites au sol sur lesfumées émises par les réacteurs révèlent la présence de particules de carbone. Notre but était d'en évaluer la concentration, et de déterminer la variation du nuage produit dans l'atmosphère, en fonction de l'altitude et du temps, sans perturber le milieu. La méthode choisie a été celle du sondage à distance par laser.

Plusieurs possibilités étaient envisageables : la plus satisfaisante consiste à mesurer les paramètres de Stokes, grâce à une observation bistatique de la trainée. Cette solution demande la mise en place d'une infrastructure importante mais elle fournit tous les paramètres de diffusion. Par contre, une observation monostatique ne conduit à une interprétation unique des données que si l'on connait la nature et la taille des particules. Cependant, effectuée à plusieurs longueurs d'onde, elle fournit des informations supplémentaires sur la granulométrie. Nous avons choisi d'utiliser pour cette étude une méthode monostatique à deux longueurs d'onde.

Le sondage laser est utilisé par de nombreux groupes, pour la mise en évidence et l'étude des aérosols naturels et artificiels, que ce soit par rétrodiffusion (réf. 1 à 8), ou par observation bistatique (réf. 9). Mais à notre connaissance, aucune autre étude n'a été effectuée avec succès dans le sillage d'un avion.

Les mesures ont eu lieu en juin - juillet 1973 à Biscarosse, pendant la campagne "environnement" organisée par le COVOS et correspondant à l'observation de 5 vols du Concorde 001. Ces vols étaient programmés pour

des expériences faites à bord et ne tenaient pas compte de nos contraintes. Les conditions météorologiques n'ont pas toujours été favorables, la moitié des vols et tous les passages nocturnes de l'avion n'ont pû être détectés. L'exploitation des données et l'élaboration d'un programme théorique correspondant à l'étude approfondie de la diffusion Mie ont été effectuées à la suite de cette campagne.

II - EVALUATION DU SIGNAL -

II - 1. Abondance des polluants

Les estimations donnant la quantité et la nature des produits éjectés sont fondées sur les résultats de "Study of critical environmental problems" de MIT (1970 (ref. 10)). Nous en avons fait une évaluation à partir de la consommation du Concorde en vol. La concentration des poussières est donnée par le rapport "Olympus 593" (réf. 11). La vitesse de l'avion a été supposée égale à 2000 km/h (nous admettons également que le débit des particules polluantes lui est proportionnel). Les hypothèses que nous avons utilisées sont résumées dans le tableau suivant :

Quantité d'air éjecté	N_2	250 000 kg/heure
	O_2	50 000 kg/heure
	Ar	5 000 kg/heure
Produits de combustion éjectés	CO_2	25 500 kg/heure
	H_2O	10 000 kg/heure
	CO	350 kg/heure
	NO	350 kg/heure
Poussières	C	1.5 Kg/heure

Nous évaluons la dimension de la trainée formée à partir de l'étude sur la dispersion des jets de réacteurs à l'échelle locale, de Brasseur (réf.12). Il a utilisé, pour cela, les résultats du groupe américain Lockheed qui a simulé, par un modèle théorique très élaboré, la dispersion des produits éjectés par un avion du type Concorde, volant à l'altitude 13,7 km. Les propriétés essentielles sont indiquées dans le tableau 1 et les dimensions du sillage sont représentées sur la figure 1. Trois phases successives sont mises en évidence : le nuage créé, après le passage de l'avion, va subir le régime propre du jet jusqu'à 10 s, puis une dispersion par tourbillons pendant 100 s; au-delà la dispersion sera essentiellement due à la diffusion turbulente.

En utilisant les diverses hypothèses exposées, nous calculons la concentration des particules (moles/cm^3) et des poussières (p/cm^3) ainsi

Tableau 1 .- Caractéristiques de la dispersion des effluents d'avions.

Echelles de temps		Mécanismes de dispersion	Caractéristiques
Micro-échelle $t < 10^3$s	régime du jet $t < 1 - 10$s	Période dominée par l'éjection des gaz.	Température élevée Effluents concentrés. Réactions chimiques jouent un rôle important.
	régime tourbillonnaire $1 - 10$ s $< t <$ 10-100s	Dispersion par le tourbillon dans le sillage de l'avion	$T \sim T$ stratosphère chimie peut être négligée.
	régime de la dispersion 10-100s $< t < 10^3$s	Dispersion par les mécanismes atmosphériques efficaces à petite échelle	$T = T$ stratosphère chimie peut être négligée.
Méso-échelle 10^3s $< t < 10^6$s		Dispersion essentiellement par diffusion turbulente	Mécanismes de transport prépondérants vis à vis des réactions chimiques
Macro-échelle $t > 10^6$s		Dispersion par le circulation générale de l'atmosphère (vents, diffusion turbulente à grande échelle.	Transport et chimie doivent être pris en compte. Effet de NO_x sur l'ozone.

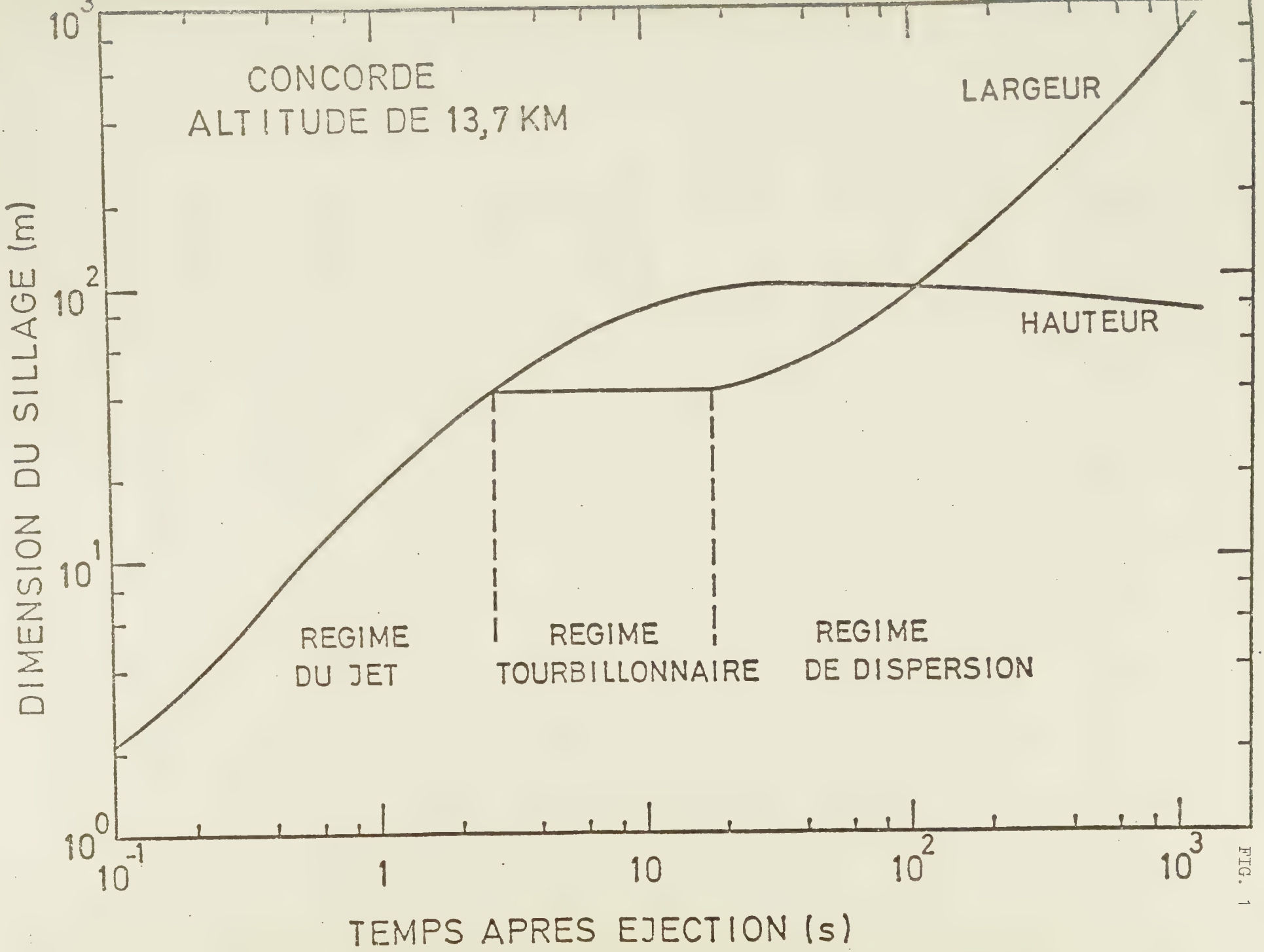

CONCORDE
ALTITUDE DE 13,7 KM
LARGEUR
HAUTEUR
REGIME DU JET
REGIME TOURBILLONNAIRE
REGIME DE DISPERSION
DIMENSION DU SILLAGE (m)
TEMPS APRES EJECTION (s)
10^3
10^2
10^1
10^0
10^{-1}
1
10
10^2
10^3

FIG. 1

produites (nous admettons que leur taille est voisine de 0,2 µ, leur indice étant celui du carbone : m = 1,59 - 0,66 i), en fonction du temps après éjection, donc de la dimension de la trainée (la largeur est donnée à mi-hauteur).

polluants moles/cm^3	Temps après éjection			
	1/2 mm	5 mm	10 mm	20 mm
CO_2	2×10^{13}	10^{12}	5×10^{11}	2×10^{11}
H_2O	2×10^{13}	10^{12}	5×10^{11}	2×10^{11}
CO	5×10^{11}	4×10^{10}	2×10^{10}	10^{10}
NO	5×10^{11}	4×10^{10}	2×10^{10}	10^{10}
Poussières de carbone p/cm^3	5×10^{3}	$4{,}4 \times 10^{2}$	220	110
dimensions de la trainée L m	60	300	600	1200
h m	80	100	100	100

Nous pouvons calculer la variation de la concentration en fonction du temps à partir de l'expression :

$$N = \frac{G}{\frac{1}{3}\pi v \cdot \frac{L \cdot h}{4}}$$

dans laquelle :

G est le débit de l'avion 7×10^{18} p/h
v sa vitesse 2000 km/h

h la hauteur de la trainée, qui est constante après les premières 100 s et égale à 100 m
L sa largeur à mi-hauteur qui est une fonction linéaire du temps après la 1ère minute

Nous avons donc:

$$N = \frac{2{,}2\ 10^3}{t} \text{ / cm}^3$$

(t est exprimé en minutes)

Le phénomène de diffusion, seul utilisé pour cette évaluation, peut éventuellement s'accompagner d'un mouvement de chute des poussières ; pour voir l'importance du phénomène, nous calculons leur vitesse grâce à la loi de Stokes (ref. 13)

$$C = C' \left(1 + K \frac{\lambda}{r}\right)$$

$$C' = \frac{2r^2}{9} g \frac{s_1 - s_2}{\eta}$$

C vitesse en cm/s
s_1 densité de particules g/cm^3
s_2 densité de l'air $s_2 \ll s_1$
η viscosité de l'air : 1814 10^{-7} g cm^{-1}s^{-1} à 70°F
r rayon de la particule en cm
g accélération 981 cm/s^2
λ libre parcours moyen des molécules de gaz = 10^{-5} cm
K constante 0.8 - 0.86 pour 0,05 µ < r < 0,5 µ
0 pour r > 0,5 µ

En fonction du rayon (en µ) et de la concentration (par cm^3) des particules, la vitesse de chute est égale à :

$$C' = 0.012 \left(1 + \frac{0{,}08}{r}\right) r^2 N$$

Pendant la 1ère phase de dispersion, les poussières sont entrainées par le tourbillon engendré par l'avion. Elles ne peuvent donc suivre la loi de Stokes que 10s après leur éjection : leur concentration est de 5 x 10^3 p/cm^3, leur vitesse de chute de 3 cm/s est négligeable par rapport au phénomène de diffusion.

II - 2. Formule Lidar

Lorsqu'on éclaire l'atmosphère par un faisceau laser à une longueur d'onde quelconque, la lumière diffusée à la même longueur d'onde par le milieu provient :

- de la diffusion Rayleigh par les molécules d'air,
- de la diffusion Mie par des poussières ou des particules dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

Quel que soit le type de diffusion, on peut calculer le signal rétrodiffusé si I_o est le nombre de photons "utiles" émis par un laser, le nombre de photons recueillis est donné par :

$$I = I_o \cdot A \cdot \frac{\Delta d}{d^2} \cdot q^2 \cdot f(\theta,\lambda)$$

si nous supposons que l'absorption du faisceau laser dans le milieu est négligeable

A surface du télescope
Δd résolution en distance
d portée
$d \sin\theta = h$ altitude visée si θ est l'angle de visée
q^2 transmission de l'atmosphère
$f(\theta,\lambda)$ fonction de diffusion

Nous voyons apparaître 3 facteurs :

$I_o.A$ dépend de l'instrument

$\frac{\Delta d}{d^2} q^2$ dépend de l'altitude visée et de la résolution en distance

$f(\theta,\lambda)$ dépend du milieu à étudier et du processus de diffusion utilisé.

La contribution au signal provenant des différents échos sera proportionnelle à $f(\theta,\lambda)$, qui est une fonction de la section efficace σ et de la densité N des constituants donnant lieu à la diffusion. Nous pouvons également définir le facteur de diffusion $\beta(h)$ tel que:

$$\beta(h) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} f(\theta,\lambda) \sin\theta \, d\theta$$

Nous l'évaluons dans le chapitre IV.

La faisabilité de l'expérience est donnée par le bilan énergétique calculé pour une atmosphère perturbée ou non.

II - 3. Caractéristiques expérimentales

L'expérience devant être faite à 2 longueurs d'onde, le laser est équipé d'un doubleur en fréquence permettant d'obtenir des faisceaux coaxiaux.

La comparaison entre un laser à Rubis et à Neodyme a permis d'évaluer leur efficacité respective. Nous prenons comme référence la détection de particules de carbone de 0,2μ correspondant à une concentration de 10^3 p/cm^3 (tableau II-1) : nous tenons compte à la fois de l'intensité du signal dû à la diffusion Mie et du rapport signal total/diffusion Rayleigh. Les calculs ont été effectués pour 4 longueurs d'onde (Rubis et Neodyme doublés ou non), avec des données réalistes concernant aussi bien le laser que le système de détection (bande passante, transmission des filtres, efficacité quantique des photomultiplicateurs, transmission de l'atmosphère).

Les caractéristiques des lasers que nous nous proposions d'utiliser étaient les suivantes :

	Longueurs d'onde	Energie
Rubis	λ = 6948 Å λ_d = 3472 Å	E = 5 J = 2 10^{19} ph/μs E_d = 0,5 J = 10^{18} ph/μs
Neodyme	λ = 10600 Å λ_d = 5300 Å	E = 3 J = 1,8 10^{19} ph/μs E_d = 0,3 J = 7 10^{17} ph/μs

Sur la figure 2, nous avons tracé le rapport signal/bruit, en fonction de la taille des particules. Nous remarquons que l'expérience est faisable, avec les deux lasers (chacun ayant une longueur d'onde dans le visible afin de résoudre les problèmes d'alignement).

Si l'on considère la dimension moyenne des poussières se situant autour de 0,2 μ, il convient d'utiliser un laser d'énergie voisine de 5 Joules, pour atteindre une valeur suffisante du rapport signal/bruit.

Le bilan en faveur du laser à Rubis, en ce qui concerne la longueur principale, a dirigé notre choix et les calculs ultérieurs ont donc été effectués pour la longueur d'onde 6943 A.

II - 4. Bilan

Il a été fait en considérant un télescope de surface 0,07 m^2 (ϕ = 30 cm) de résolution angulaire 10^{-3} radian, une altitude d'observation de 10 - 15 km et une durée d'intégration de 1 μs. Nous comparons ainsi l'atmosphère avant et après le passage de l'avion.

La calcul théorique s'effectue en prenant une section efficace Rayleigh $\sigma_R(180°,0.6943\mu) = 3 \times 10^{-28}$ cm^{2}sterad^{-1} et une section efficace Mie $\sigma_M(180°,0.6943\mu) = 10^{-9}$ cm^2 sterad^{-1}. L'émission du ciel diurne dans ces conditions d'observation correspond à 3×10^6 ph/µs.

Nous utilisons les valeurs de densité de poussières évaluées précédemment et le calcul a été effectué à 2 altitudes, en tenant compte de l'existence d'un minimum d'aérosols naturels, aux environs de 10 km.

		Diffusion Rayleigh		Diffusion Mie	
signal provenant du ciel		N_R	I_R	N_M	I_M
	10km	5×10^{18}/cm^3	10^6 ph/µs	0,5 p/cm^3	4×10^5ph/µs
	15km	3×10^{18}/cm^3	2×10^5 ph/µs	1 p/cm^3	6×10^5ph/µs
signal provenant de l'avion		diffusion Rayleigh par CO_2, H_2O, CO, NO		diffusion Mie par les poussières	
		N_R	I_R	N_M	I_M
	50 s	2×10^{13}/cm^3	50 ph/µs	5×10^3 p/cm^3	5×10^8ph/µs
	10mm	5×10^{11}/cm^3	1 ph/µs	220 p/cm^3	2×10^7ph/µs

Nous notons que, étant donné la faible abondance des aérosols naturels dans l'atmosphère à 10 km, ceci donne lieu à une diffusion ne représentant que 40 % de la diffusion Rayleigh, ce qui permet cependant de les mettre en évidence. Par contre, après le passage de l'avion, la diffusion Rayleigh devient négligeable par rapport à la diffusion Mie dans le sillage, quelle que soit l'altitude.

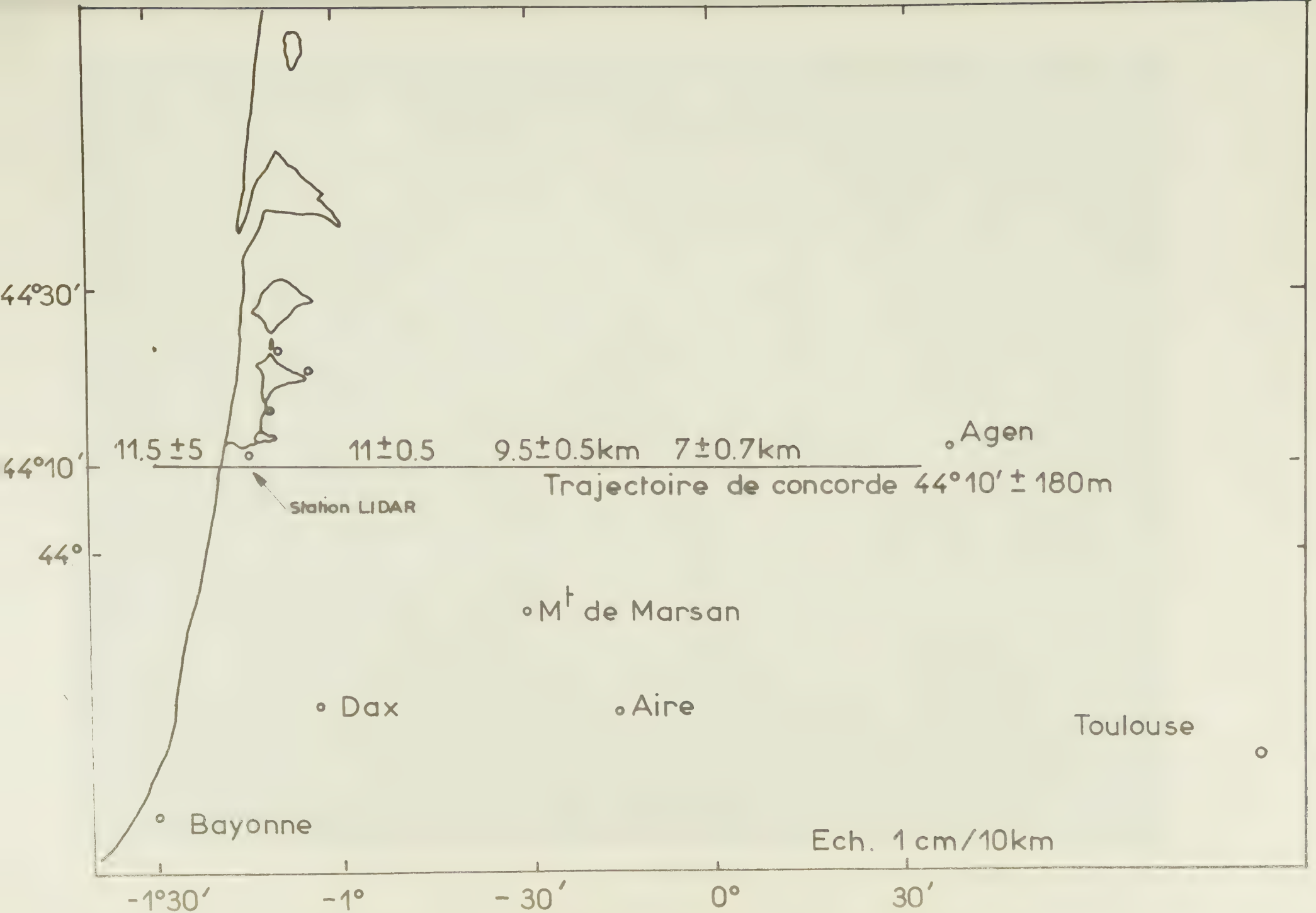
III - ETUDE EXPERIMENTALE -

Au cours des vols "environnement", le Concorde décollant de Toulouse utilisait un couloir aérien situé à 44°N de latitude. Nous avons choisi d'implanter la station sur un terrain du CEL, à proximité de Mimizan, de façon à se situer le plus possible à l'ouest, tout en étant sur le continent. Dans ces conditions d'observation, l'altitude de l'avion au moment du survol de la station Lidar est comprise entre 10500 m et 10900 m et sa vitesse est voisine de 1200 km/h (fig. 3). Ceci n'a donc pas permis une étude du Concorde volant en supersonique dans la stratosphère. Nous allons successivement décrire le dispositif expérimental puis l'expérience proprement dite.

III - 1. Description du système

Le Lidar a été monté sur une tourelle déjà utilisée pour des expériences de télémétrie laser (fig.4a).Un système hydraulique permet un pointé rapide de l'ensemble telescope-lunette-laser, monté sur cette tourelle. Le repérage de l'avion se fait grâce à la lunette et l'angle de visée demeure constant au cours d'une série de mesures. Les caractéristiques du système d'émission et de réception sont résumées dans le tableau suivant :

Equipement	Paramètres
1) Emission	
Laser Rubis	
longueur d'onde utilisée	6943 Å (doublé 3472 Å)
Energie émise	4-5 Joules 2×10^{19} ph/µs
Durée du pulse	30 ns
Cadence	4 /minute
Divergence vraie	10^{-3} rad.



COULOIR AERIEN DU CONCORDE

FIG. 3

FIG. 4a

2) Réception		
Télescope		
.Diamètre .Foyer réel .Divergence	30 cm (Cassegrain) 2,70 m de distance focale 1' d'arc	
Filtres	6943 Å	3472 Å
.Bande passante .Transmission crête minimale .Diamètre	5 ± 1 Å 35% 25,4 mm	25 ± 5 Å 15 à 20% 25,4 mm
Photomultiplicateurs		
.Rendement quantique de la photocathode	5.2%	18%
.Sensibilité	29 mA/W pour HT = 2260 V	50 mA/W pour HT = 1600 V
.Gain	$G = 10^6$	$G = 10^6$
.Courant d'obscurité	$I = 1,5 \times 10^{-9}$ A	$I = 8,5 \times 10^{-12}$ A

Le laser utilisé, de type commercial (Quantel), permet une émission de 4 à 5 Joules, à une cadence de 4 coups/mm.

Le milieu actif est constitué d'ions trivalents de chrome, placé dans un réseau de corindon. Il comporte une cavité pilote et un amplificateur à double passage. Sa cavité a été optimisée en gain et en divergence. Il est équipé d'un doubleur en fréquence dont le rendement est de l'ordre de 10% ; les deux longueurs d'onde sont émises simultanément. La divergence a été jugée suffisante pour que le faisceau laser soit envoyé dans l'atmosphère sans utiliser un afocal.

L'écho observé à la même longueur d'onde est recueilli par un télescope Cassegrain, de diamètre 30 cm. Un diaphragme variable est placé au foyer, il sera utilisé pour limiter le champ, en général, à 10^{-3} radian.

Un jeu de lentilles, conjuguant le foyer du télescope et la photocathode du détecteur, permet d'attaquer les filtres et la lame semi-réfléchissante avec un faisceau parallèle. Celle-ci utilisée à 45° donne une réflexion de 98% pour 3472 Å et une transmission de 85% pour 6943 Å. Ces lentilles ont subi un traitement "anti-réfléchissant" favorisant l'écho le plus faible correspondant à 3472 Å : pour cette longueur d'onde la réflexion est de 1%, pour 6948 Å elle sera de 4%.

Les photomultiplicateurs utilisés sont de type RTC 404F, à photocathode trialcaline. Toute la surface de la cathode est illuminée afin de rendre négligeable les inhomogénéités de sensibilité (fig. 4 b).

Le signal résultant est envoyé dans un analyseur multicanaux et simultanément l'écho est visualisé sur un enregistreur graphique et enregistré sur un perforateur afin d'effectuer ultérieurement le traitement sur calculateur.

III - 2. Description de l'électronique

La figure 5 présente les opérations effectuées au cours de chaque tir laser.

La commande du tir se fait manuellement ou automatiquement (1) provoquant :

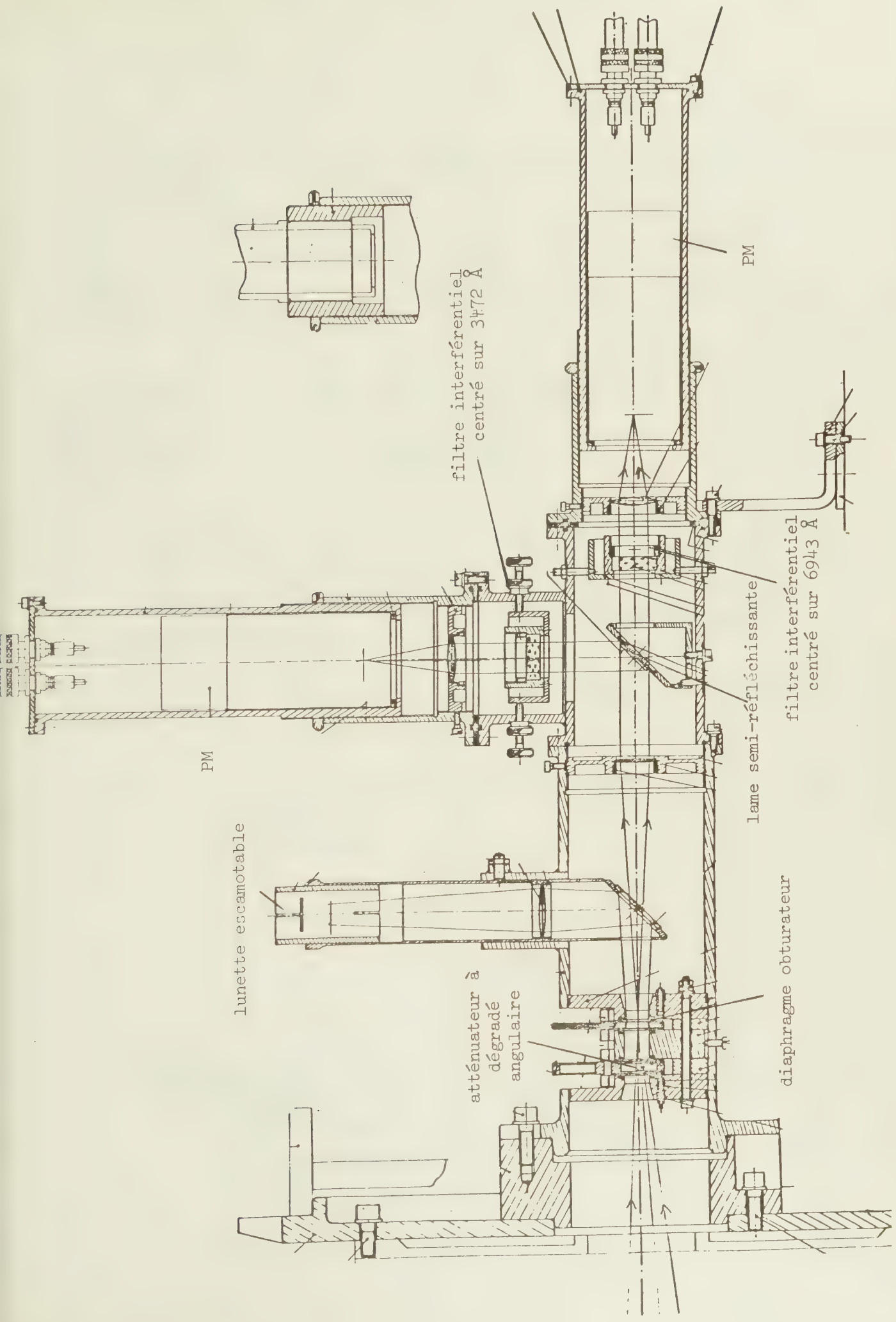
Le pompage laser par excitation des flashes et l'initialisation de l'électronique de réception (remise à zéro du changement des registres et compteurs (2))

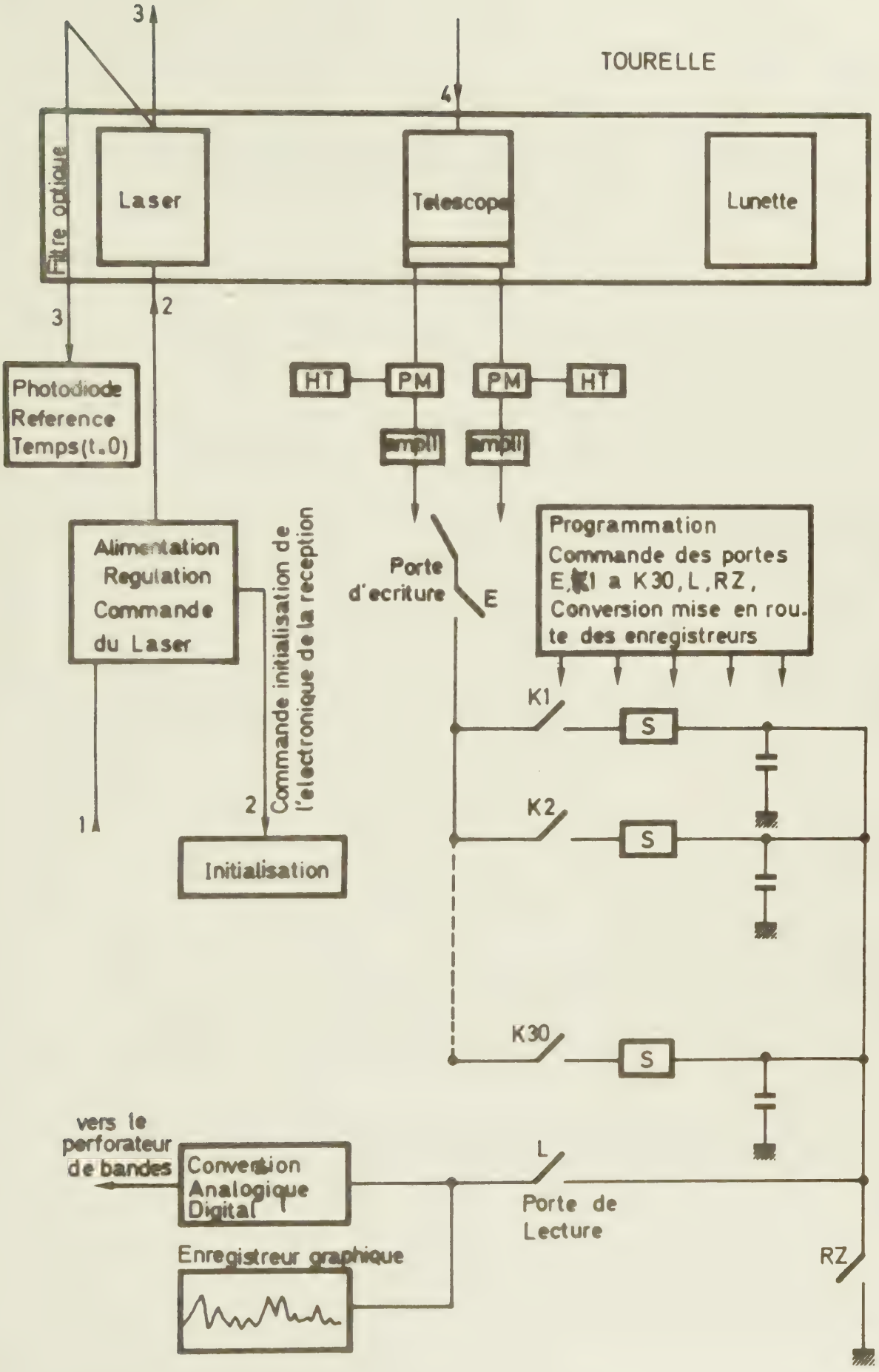
Le départ du pulse laser s'effectue avec prélèvement d'une faible partie du faisceau, excitant une photodiode qui donne le signal servant de référence (t = 0) (3)

L'écho reçu par le télescope traverse 2 voies optiques, terminées chacune par un photomultiplicateur suivi d'un amplificateur, chacun, travaillant un tir sur deux (4)

L'échantillonnage du signal est fait par un analyseur comprenant 30 canaux. Chaque canal reçoit l'écho intégré pendant un temps δt ; leurs ouvertures commandées par les portes K_1 , K_2 ... K_{30} dure un temps $\Delta t > \delta t$ afin de tenir compte de l'ouverture et de la fermeture simultanées de 2 portes consécutives.
La lecture des canaux est suivie de la phase d'enregistrement analogique (enregistreur graphique) et digital (perforateur)

SCHEMA DE L'OPTIQUE DE L'INSTRUMENT FIG. 4b




TOURELLE
3
4
Filtre optique
Laser
Telescope
Lunette
3
2
Photodiode
Reference
Temps(t.0)
HT
PM
PM
HT
ampli
ampli
Alimentation
Regulation
Commande
du Laser
Commande initialisation de
l'electronique de la reception
Porte
d'ecriture
E
Programmation
Commande des portes
E, K1 a K30, L, RZ,
Conversion mise en rou.
te des enregistreurs
K1
S
K2
S
K30
S
1
2
Initialisation
vers le
perforateur
de bandes
Conversion
Analogique
Digital
L
Porte de
Lecture
RZ
Enregistreur graphique

Le repérage des données se fait grâce aux paramètres : altitude, durée d'intégration, pas de l'échantillonnage, temps, enregistrés simultanément.

III - 3. Déroulement de l'expérience

Les réglages préliminaires concernent la vérification du fonctionnement du laser, le réglage du parallélisme de l'émission et de la réception et le choix des hautes tensions à appliquer aux photomultiplicateurs.

L'aspect de la tache faite par le faisceau laser était contrôlé à la sortie du laser afin de détecter d'éventuelles irrégularités du rubis et de vérifier la divergence du faisceau.

Une lunette escamotable placée à l'intérieur du télescope permettait de viser la tache faite par le laser, sur un mur se trouvant à 7 km de la station. Le parallélisme entre le télescope, le laser et la lunette de visée était réalisé à chaque début d'expérience par visée de cette tache à travers le télescope et la lunette. Une légère correction de parallaxe était ensuite faite.

Des essais de tirs sur le ciel permettaient de régler la haute tension à utiliser, en fonction de l'heure des observations, de la hauteur du pointé sur l'horizon et de sa direction.

Des abaques ont été tracés en tenant compte :

- du domaine d'altitude à couvrir
- de l'angle d'observation sur l'horizon (celui-ci pouvait varier de 28° à 50°)
- du signal obtenu en fonction de ces paramètres, de façon à ne pas saturer les photomultiplicateurs.

Ces abaques indiquaient directement à l'opérateur les choix des portes électroniques de début de comptage, la largeur d'échantillonnage et les hautes tensions à utiliser (fig. 6). Le seuil de saturation de l'électronique était inférieur à celui des photomultiplicateurs permettant ainsi de les protéger. Pour respecter les normes de sécurité, les tirs ne se faisaient qu'au-dessus de 25° de l'horizon.

L'émission du flash laser n'était commandée qu'après le passage de l'avion et dans le cas où un nuage visible se formait dans la traînée, l'observation ne commençait qu'après la disparition de celui-ci. Nous évitions ainsi un signal risquant de saturer le photomultiplicateur et

Répartition temporelle du signal ... domaine d'altitude considéré

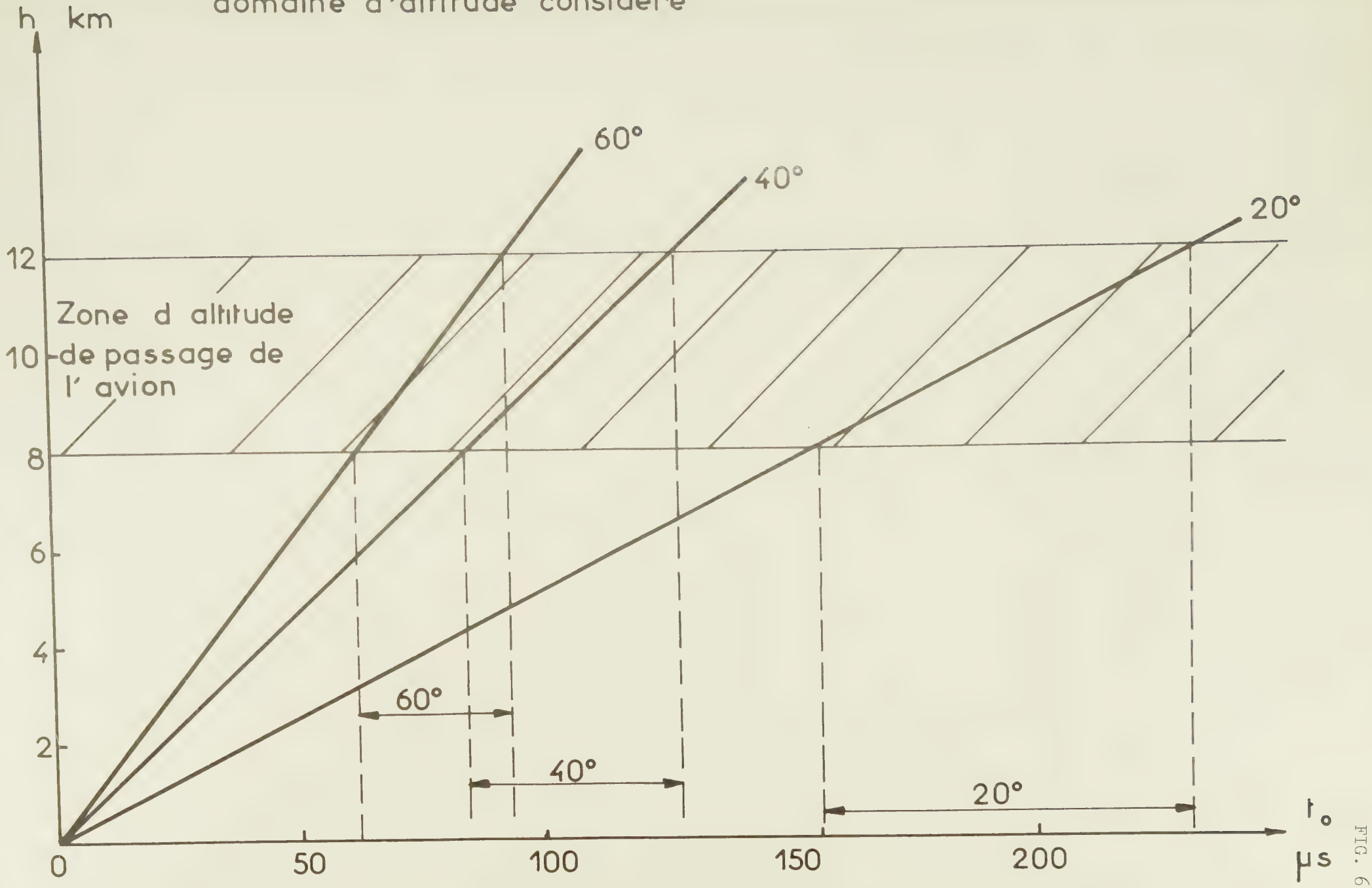


FIG. 6

n'apportant aucune information sur les poussières. Le Lidar était pointé dans la direction de la traînée, pendant toute la durée de l'observation qui était environ de 1 heure.

Les observations ont été effectuées pendant 5 vols, les 14 juin, 9, 10, 11, 18 juillet, correspondant à des conditions météorologiques favorables.

IV - ANALYSE -

La formule nécessaire pour calculer la lumière diffusée par les particules met en évidence l'importance du facteur de diffusion β dépendant des diffusions Rayleigh et Mie :

$$\beta = \beta_R + \beta_M$$

Nous avons étudié sa variation en fonction de la taille, de l'indice, de la concentration et de la répartition en taille des particules.

IV - 1. Etude théorique de la diffusion Mie

Lord Rayleigh justifie théoriquement les lois de la diffusion de la lumière, en les déduisant de la théorie élastique de Fresnel : la simplification introduite est la petite dimension des particules par rapport à la longueur d'onde utilisée, et elles sont placées dans un champ électrique homogène. Nous admettons qu'elles sont constituées de corpuscules matériels entrant en vibration sous l'action de la lumière : ils se comportent, donc, comme des sources produisant une onde sphérique qui se propage à partir de la particule. De l'expression donnant le moment du dipôle électrique nous déduisons le champ électrique puis l'intensité diffusée correspondante. La solution exacte de la diffusion d'une onde plane électromagnétique, par une sphère homogène isotrope et de taille arbitraire, a été donnée par Mie à partir des solutions des équations de Maxwell, et nous l'utiliserons pour calculer le facteur β_M .

1. Expression donnant β_M

Un milieu de particules diffusantes dont la répartition en taille est une fonction : $n(r)$, constitue un nuage polydispersé pour lequel :

$$\beta_M = \int_{r_1}^{r_2} n(r)\sigma_M(m,r)\, dr$$

qui peut être également exprimé en fonction du paramètre :

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} = kr$$

$$\beta_M = k^{-1} \int_{x_1}^{x_2} n(x)\sigma_M(x,m)\, dx$$

Il dépend : .de la section efficace de diffusion $\sigma(x,m)$ qui est fonction de la taille et de l'indice des particules,
.de la distribution en taille $n(x)dx$ telle que $N = \int_{x_1}^{x_2} n(x)\,dx$ si N est la concentration totale des particules.

x_2 et x_1 les paramètres correspondant aux rayons extrêmes.

Dans le problème qui nous concerne ici, la section efficace est calculée à partir de la théorie de Mie, appliquée aux particules de carbone dont le rayon est de l'ordre du dixième de micron, la distribution en taille sera choisie en tenant compte des résultats des expériences de granulométrie faites sur les réacteurs Olympus (réf. 14).

2. Choix d'une répartition en taille

Pour l'étude des particules d'aérosols, des nuages, des brouillards, Deirmendjian(réf. 1) donne l'expression générale de la répartition de taille :

$$n(r) = ar^{\alpha} \exp(- br^{\alpha})$$

qui est une fonction du rayon r des particules. Nous l'exprimons en utilisant le paramètre x :

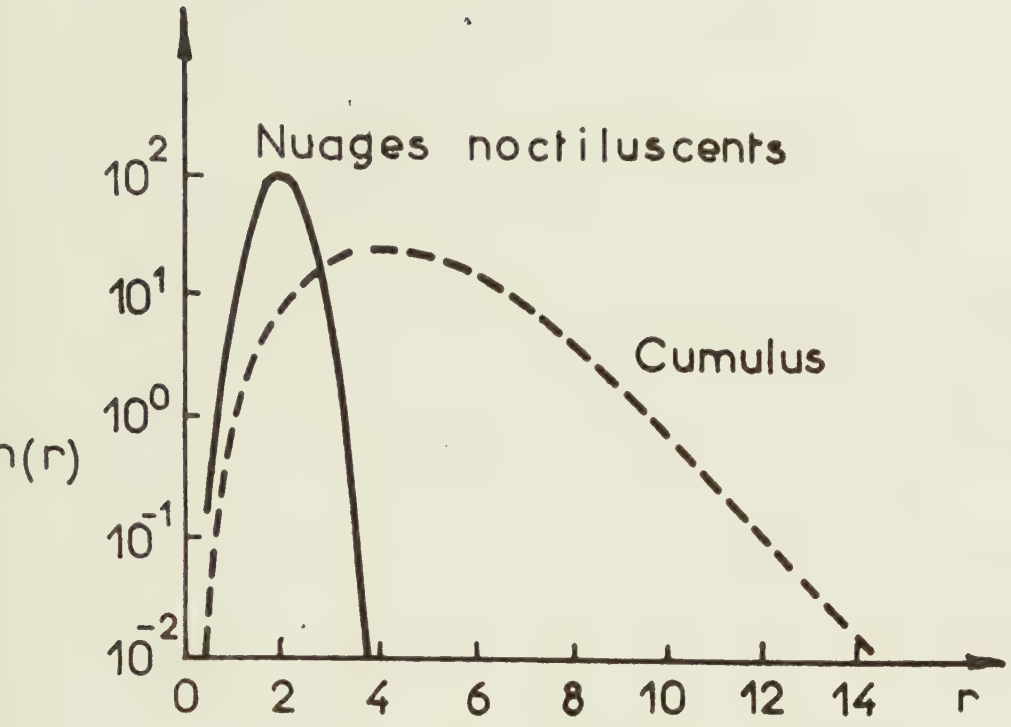
$$n(x) = ax^{\alpha} \exp(- bx^{\alpha})$$

Nous pouvons illustrer ces formules par quelques exemples présentés dans le tableau suivant dans lequel N correspond à la concentration totale des particules et r_c au rayon de fréquence maximum (fig. 7).

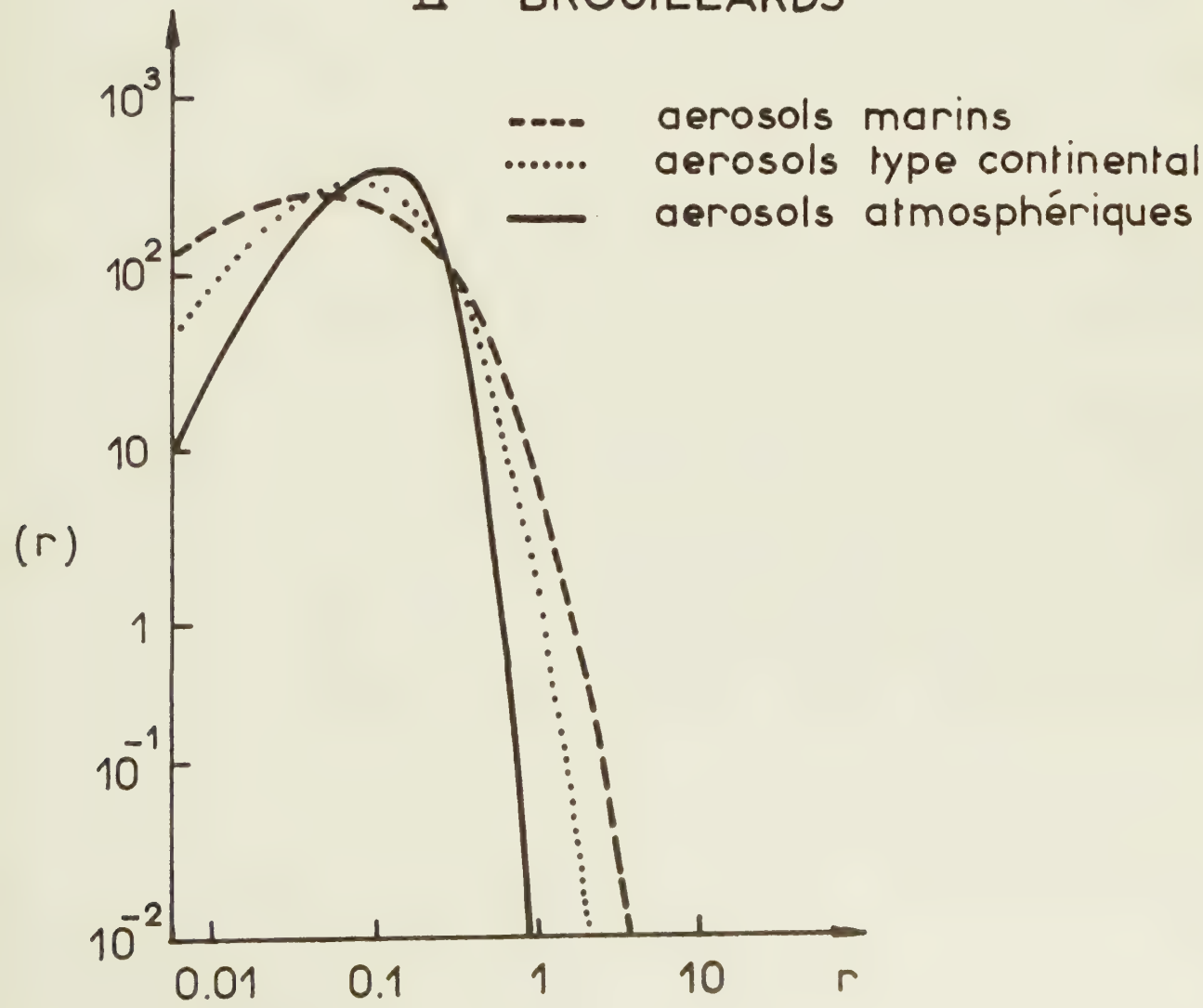
I - NUAGES

DISTRIBUTION EN TAILLE THEORIQU

FIG. 7



II - BROUILLARDS



Types de particules		Intervalle de taille	Distribution
	Aérosols marins	$0{,}005\ \mu < r < 4\ \mu$	$n(x) = 5{,}3\ 10^2\ Nx\ e^{-\frac{2x^{1/2}}{r_c^{1/2}}}$
uillards	Aérosols atmosphériques	$0{,}005\ \mu < r < 1\ \mu$	$n(x) = 10^3\ Nx^2\ e^{-\frac{2}{r_c}x}$
	Aérosols type continental	$0{,}005\ \mu < r < 2\ \mu$	$n(x) = 4{,}9\ 10^4\ Nx^2\ e^{-\frac{2}{r_c^{1/2}}x^{1/2}}$
	Cumulus	$0{,}05\ \mu < r < 14\ \mu$	$n(x) = \frac{388N}{r_c^7}x^6\ e^{-\frac{6}{r_c}x}$
ges	Nuages noctiluscents	$0{,}05\ \mu < r < 3\ \mu$	$n(x) = \frac{28N}{r_c^3}x^8\ e^{-\frac{8}{3}\frac{x^3}{r_c^3}}$

Dans le cadre de notre expérience 3 distributions en taille ont été choisies :

- La première permet l'évaluation de la concentration des aérosols naturels. Les résultats expérimentaux obtenus par l'équipe de Standford Research Institute (réf. 15) indiquent que, pour une latitude de 40°N, la répartition en taille la plus satisfaisante est celle des aérosols du type continental.

- Pour étudier les poussières émises par Concorde nous utilisons les essais effectués au sol par le CEA à 100 m des réacteurs pour déterminer leur concentration, leur granulométrie et leur nature chimique. Deux méthodes ont été utilisées : l'une permet l'analyse de particules dont le rayon est compris entre 0.02 μ et 0.4 μ (prélèvement sur membrane nuclepore) , l'autre détermine la granulométrie pour des rayons de 0.3 μ à 3 μ (spectrophotomètre Royco). Ces deux méthodes ne peuvent être reliées quantitativement, mais les histogrammes obtenus correspondent à la même allure de la répartition des particules en fonction de leur rayon. Nous avons utilisé la méthode de Heller et Wallach (Kerker, réf.16) permettant

de trouver une loi de distribution reproduisant la variation des histogrammes : la figure 8 représente la courbe qui est obtenue à partir de l'expression :

$$n(x) = C(x - p) \exp - \left[\left(\frac{x - p}{q}\right)\right]^3 \qquad \text{si} \quad x \gg p$$
$$= 0 \qquad \text{si} \quad x < p$$

Les différents paramètres correspondent à :

$p = \frac{2\Pi r_1}{\lambda} = k r_1$ $\qquad$ r_1 , rayon le plus petit

$q = ks$ $\qquad$ avec $s = \frac{r_c - r_1}{0.69}$ $\qquad$ r_c rayon de fréquence maximum

$$C = \frac{N}{\frac{1}{3} \cdot q^2 \cdot \Gamma(\frac{2}{3})}$$

Pour tracer les courbes nous prenons :

$N = 10^3 \text{ cm}^{-3}$
$r_1 = 0.03 \ \mu$
$\lambda = 0.6948 \ \mu$

La concentration totale, N , reste constante au cours de cette étude théorique, nous déterminons, en effet, l'influence du rayon critique, de la granulométrie, de l'indice des particules sur les facteurs de diffusion. La distribution correspondant le mieux à ces essais au sol est donnée pour un rayon critique $r_c = 0.2 \ \mu$. Nous en avons également envisagé de plus grands (jusqu'à $r_c = 0.5 \ \mu$) afin de prévoir l'agglomération éventuelle des particules dans les conditions de notre expérience.

La sensibilité des appareils mentionnés ci-dessus ne permet pas la détection des particules de petites tailles ($r < 0{,}02 \ \mu$). Nous devons évaluer leur contribution afin de justifier la distribution choisie.

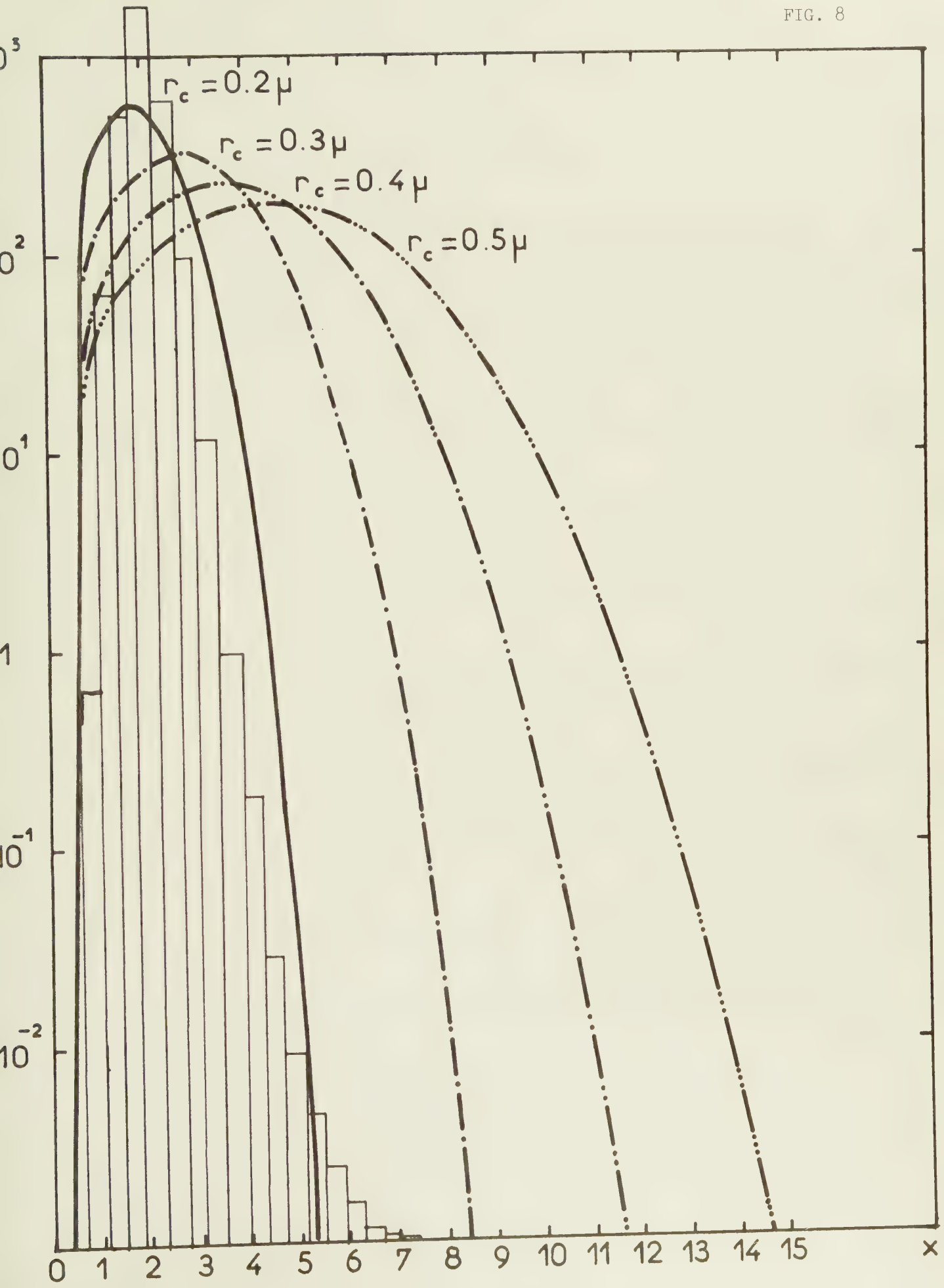
Une troisième distribution en taille sera donc utilisée, celle des aérosols marins, par exemple ; n(x) sera évaluée pour $0{,}005 \ \mu < r < 0{,}02 \ \mu$:

$$n(x) = 5{,}3 \ 10^2 \ N x e^{-\frac{2x^{1/2}}{r_c^{1/2}}}$$

nités arbitraires

DISTRIBUTION EN TAILLE EXPERIMENTALE

FIG. 8



3. Calcul de la section efficace

3.1 Rappels

L'énergie totale diffusée est équivalente à l'énergie de l'onde incidente tombant sur une surface égale à la section efficace de diffusion σ_{sca} . Il en est de même pour l'énergie absorbée à l'intérieur de la particule, pour laquelle nous définissons σ_{abs} D'après la loi de conservation de l'énergie, la section efficace d'extinction correspondant à l'énergie perdue par le faisceau incident, est égale à : $\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{sca}$

Nous introduisons un paramètre réduit Q défini comme le rapport de la section efficace de diffusion σ et de la section géométrique πa^2 , si l'on considère que la particule est une sphère de rayon a .

Nous définissons $Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2}$ coefficient d'extinction

$Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{\pi a^2}$ coefficient d'absorption

$Q_{sca} = \frac{\sigma_{sca}}{\pi a^2}$ coefficient de diffusion

(Les quantités Q_{ext} et Q_{sca} sont identiques dans le cas de particules non absorbantes, leur différence étant Q_{abs} , le coefficient d'absorption).

La théorie de Mie nous donne les expressions de ces quantités et nous la décrirons brièvement. L'explication plus complète est donnée par Van de Hulst et Kerker (réf. 16-17).

3.2 Théorie générale de la diffusion par une sphère homogène [illegible]

Nous représentons l'onde par une fonction harmonique du temps $u=u'e^{i\omega t}$ dans laquelle la quantité scalaire u représente l'amplitude des vecteurs $\vec{E}$ ou $\vec{B}$. L'équation de propagation $\nabla^2 u' + k^2 u' = 0$ admet pour solution les potentiels de Hertz-Debye et peut être résolue par la méthode de séparation des variables. Nous l'exprimons en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r}\left(\frac{\partial^2 r\pi}{\partial r^2}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial\pi}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\pi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\pi}{\partial\phi^2} + k^2\pi = 0$$

et le potentiel π est un produit de 3 fonctions :

$$\pi = R(r) \cdot \Theta(\theta) \cdot \Phi(\phi)$$

Les solutions de l'équation radiale sont des fonctions de Ricatti-Bessel et Neumann $\xi_n(kr)$, $\psi_n(kr)$, $\chi_n(kr)$ avec :

$$\xi_n(kr) = \psi_n(kr) + i\ \chi_n(kr)$$

Les solutions de l'équation en $\Theta(\theta)$ sont des polynomes de Legendre :

$$\Theta = P_n^{(m)}\ (\cos\theta)$$

Les solutions de l'équation en $\Phi(\phi)$ sont des fonctions de $\sin(m\phi)$ et $\cos(m\phi)$.

La solution générale est une combinaison linéaire de toutes les solutions particulières :

$$r\pi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \{a_n\psi_n(kr) + b_n\chi_n(kr)\}\ \{P_n^{(m)}(\cos\theta)\}\{a_m\cos m\phi + b_m\sin m\phi\}$$

Les conditions aux limites pour une distance r , égale au rayon de la particule sphérique sont appliquées à l'onde incidente diffusée et absorbée, représentées par $r\pi_i$, $r\pi_d$, $r\pi_a$. Nous déterminons ainsi a_n et b_n en fonction de l'indice et du rayon de la particule, et nous exprimons $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en fonction des potentiels de Debye. Nous nous proposons de calculer l'intensité diffusée à grande distance de la particule ($kr >> n$ n étant l'ordre de la fonction de Ricatti-Bessel). Les composantes transverses du champ magnétique et du champ électrique H_θ , H_ϕ et E_θ , E_ϕ varient en λ/r (leurs composantes radiales E_r et H_r fonctions de $(\lambda/r)^2$, peuvent être négligées). Nous obtenons les expressions :

$$E_\phi = \frac{H\theta}{m} = -\frac{i\ \exp(-\ i\ kr)}{kr}\ \sin\phi\ S_1(\theta)$$

$$E_\theta = -\frac{H\phi}{m} = \frac{i\ \exp(-\ i\ kr)}{kr}\ \cos\phi\ S_2(\theta)$$

dans lesquelles $S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$ sont des amplitudes complexes et :

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n \tau_n(\cos\theta) \right]$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \pi_n(\cos\theta) + a_n \tau_n(\cos\theta) \right]$$

avec $$\pi_n(\cos\theta) = \frac{P_n^{(1)}(\cos\theta)}{\sin\theta}$$

$$\tau_n(\cos\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^{(1)}(\cos\theta)$$

Nous remarquons que l'onde diffusée présente les caractéristiques d'une onde sphérique ($\vec{E}$, $\vec{H}$ et la direction de propagation forment un trièdre, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ varient en $1/r$).

Le vecteur de Poynting représente le flux d'énergie par unité de surface soit :

$$S = \frac{1}{2} \left(E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^* \right)$$

L'intensité de l'onde diffusée est donnée par :

$$I_\perp = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} |S_1|^2 \sin^2\phi = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1 \sin^2\phi$$

$$I_\parallel = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} |S_2|^2 \cos^2\theta = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_2 \cos^2\phi$$

dans lesquelles $i_1 = |S_1|^2$ et $i_2 = |S_2|^2$.

Si la direction du vecteur électrique de la lumière incidente est perpendiculaire au plan de diffusion (dans lequel

se propagent l'onde incidente et l'onde réfléchie)

$\phi = 90°$ donc $I_\phi = \dfrac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1$

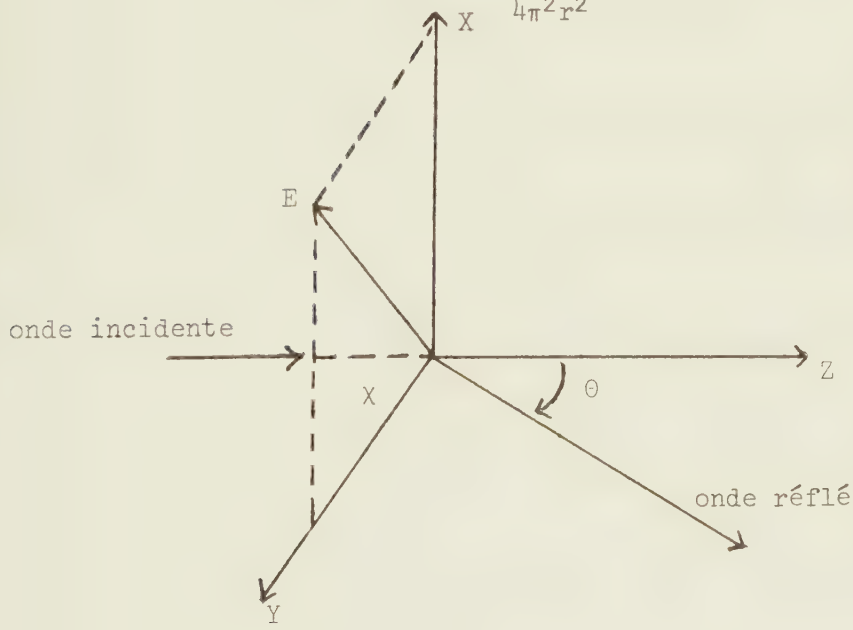
pour un vecteur électrique parallèle au plan de diffusion

$\phi = 0°$ et $I_\theta = \dfrac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_2$

Pour une onde incidente dont la polarisation linéaire est définie par un angle χ, les composantes verticales et horizontales de l'intensité diffusée (par unité d'intensité incidente), seront :

$$I_1 = I_V(\chi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_1 \sin^2\chi$$

$$I_2 = I_H(\chi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} i_2 \cos^2\chi$$



YZ plan de diffusion.
L'onde incidente se propage suivant OZ et l'angle réfléchi fait un angle θ avec cette direction.

Nous remarquons pour $\chi = 45°$ et une observation par rétrodiffusion

$S_1(180°) = - S_2(180°)$

$i = i_1 = i_2$

$I_V = I_H$

3.3 Expressions donnant les coefficients de diffusion

La section efficace d'extinction, σ_{ext}, représente l'énergie perdue par diffusion et par absorption dans toutes les directions (dans le paragraphe précédent, I correspond à l'intensité diffusée dans une direction donnée). Afin de la calculer, nous considérons une sphère, au rayon très grand par rapport à celui de la particule, dans laquelle l'énergie totale recueillie est la somme des énergies incidentes (E_i, H_i) et diffusées (E_s, H_s). La partie réelle du vecteur de Poynting nous permet de l'obtenir :

$$S = (E_i + E_s) \times (H_i + H_s)$$

Nous négligeons les composantes radiales du champ $(\text{en}(\lambda/r)^2)$. En intégrant sur toute la sphère nous obtenons trois expressions :

$$I = \text{Re} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} (E_{i\theta} H^*_{i\phi} - E_{i\phi} H^*_{i\theta}) \, r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

$$II = \text{Re} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} (E_{s\theta} H^*_{i\phi} + E_{i\theta} H^*_{s\phi} - E_{s\phi} H^*_{i\theta} - E_{i\phi} H^*_{s\theta}) \, r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

$$III = \text{Re} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} (E_{s\theta} H^*_{s\phi} - E_{s\phi} H^*_{s\theta}) \, r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

Elles représentent respectivement la section efficace d'absorption σ_{abs}, d'extinction σ_{ext}, de diffusion σ_{sca}. Mie a évalué ces intégrales, ainsi :

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \{\text{Re}(a_n + b_n)\}$$

$$\text{Soit} \quad Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \, \mathrm{Re} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \, (a_n + b_n)$$

$$\text{et} \qquad \sigma_{sca} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \, \{|a_n|^2 + |b_n|^2\}$$

$$Q_{sca} = \frac{\sigma_{sca}}{\pi a^2} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \left[|a_n|^2 + |b_n|^2 \right]$$

Dans notre expérience, l'observation se fait en rétrodiffusion et la section efficace correspond à l'intensité diffusée à 180° (IV.1.3.2.).

$$\sigma_{BK} = 4\pi r^2 \, I(180°) = \frac{\lambda^2}{\pi} \, i(180°)$$

Le paramètre réduit $Q_{BK} = \dfrac{\sigma_{BK}}{\pi a^2}$ est alors :

$$Q_{BK} = \frac{4}{x^2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} (n + \frac{1}{2})(-1)^n \, (a_n - b_n) \right]^2$$

3.4 Calcul des facteurs de diffusion

La difficulté principale introduite pour l'évaluation des différents facteurs et fonctions de diffusion provient de la complexité des coefficients a_n et b_n (donnés en termes de fonction de Bessel à argument complexe). Le calcul de Q se fait directement à partir de ces coefficients exprimés en termes de fonctions de Ricatti-Bessel et pour $S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$, en fonction des polynomes de Legendre. Actuellement de nombreux chercheurs ont tabulé les différentes fonctions pour des valeurs réelles et complexes de l'indice de réfraction. Les formules de récurrence à employer sont expliquées dans l'ouvrage de Kerker (réf. 16). Pour les particules composites correspondant à 2 indices différents pour une même sphère, l'expression finale des différentes fonctions est identique, mais les expressions des coefficients intermédiaires a_n et b_n sont considérablement plus compliquées et les conditions aux limites doivent être appliquées pour 3 indices différents. Quelques fonctions

ont été étudiées par Kerker et Wickramasinghe (réf. 18), mais elles ne correspondent pas à notre problème. L'étude de β a été faite pour certains modèles de nuages et de brouillards de particules simples par Deirmendjian (réf. 19). La mise au point d'un programme, correspondant aux particules composites, était donc nécessaire pour une analyse correcte des données (listing n° 1).

Lors d'une première exploitation, une étude de la fonction de phase des paramètres de Stokes, de la polarisation, des facteurs de diffusion et de l'albedo a été faite pour des particules sphériques, homogènes, de rayon variable, en utilisant les formules de récurrence de Wickramasinghe (réf. 18). Un second programme a été, par la suite, mis en exploitation correspondant à des particules composites. Il permet l'étude des différents paramètres. En introduisant la répartition en taille nous calculons la section efficace σ , et la fonction β , en rétrodiffusion, avec tabulation et visualisation de ces fonctions. Nous ne présentons pas ici l'ensemble des tables obtenues, seules les valeurs nécessaires à l'exploitation des résultats expérimentaux seront données (listing n° 2).

Les programmes calculant, entre autres, des fonctions de Bessel à arguments complexes, ont utilisé des tests de convergence évalués en fonction de l'indice et de la taille des particules. En général, la convergence se fait rapidement pour x petit : ainsi si $x = 0,1$ et $m = 1,33$, $n = 2$ nous permet d'obtenir une convergence de 0.1% pour Q_{ext} , valeur qui n'est atteinte qu'au 19ème terme si $x = 15$ et $m = 2 - 2,65\ i$. Pour le premier programme correspondant à l'évaluation des facteurs d'extinction et de diffusion de particules simples, un test à été mis au point, tel que :

$$(2n + 1)\ \mathrm{Re}(a_n + b_n) \leqslant 10^{-12}$$

Nous l'avons utilisé pour calculer le facteur de rétrodiffusion des particules composites en admettant :

$$\left| \frac{n + 1}{2} (a_n - b_n) \right| \leqslant 10^{-12}$$

Les listings de ces différents programmes sont donnés en fin de chapitre, ils correspondent à une calculatrice CDC 7600, et permettent d'étudier la variation des paramètres présentés en fonction de x , r , m pour des particules simples ou composites d'indice réel ou complexe.

IV - 2. Résultats

Nous étudierons successivement les résultats concernant le carbone, puis les autres types de poussières.

Pour les particules composites, carbone entouré d'eau nous définissons le paramètre :

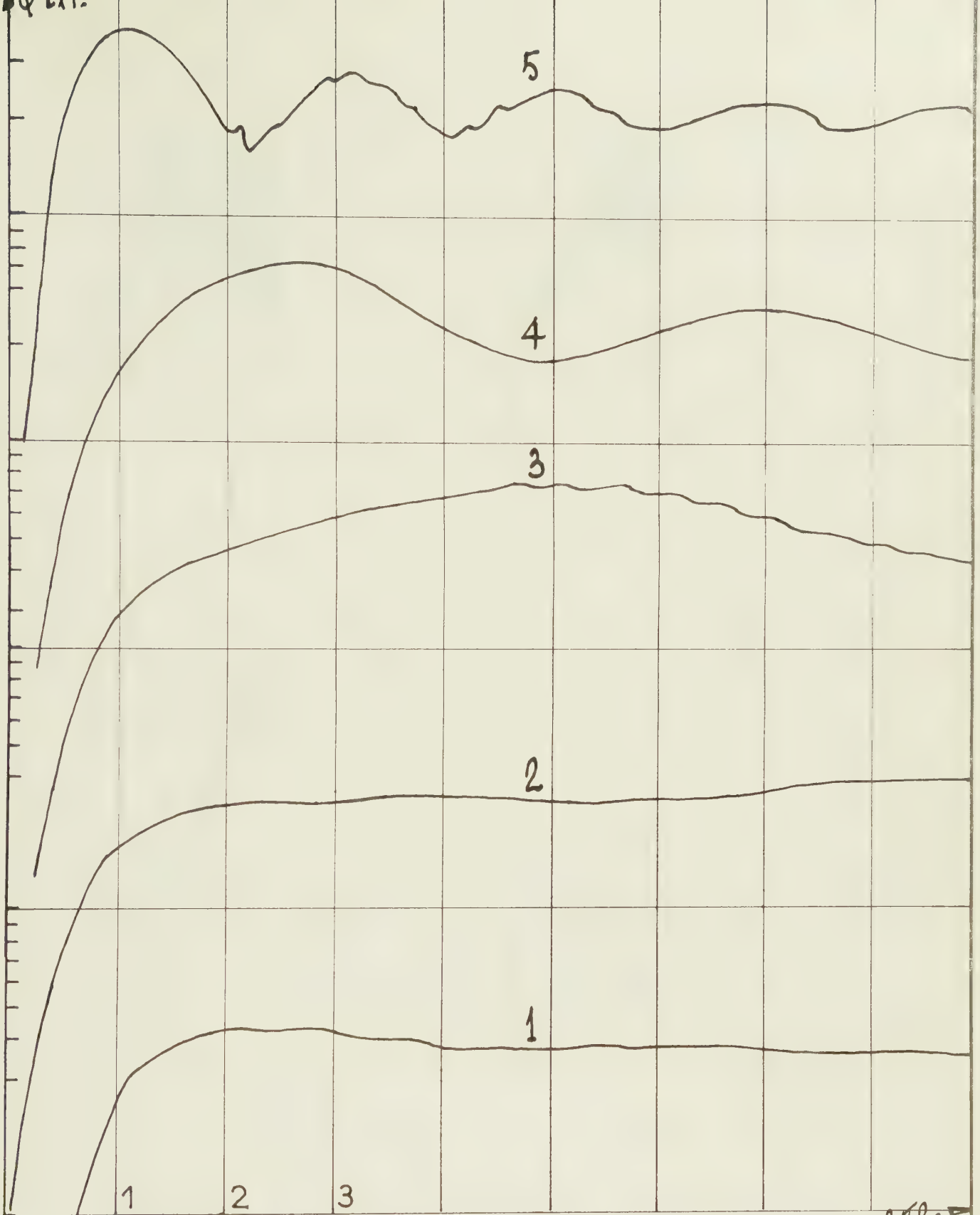
$$\rho = \frac{R_o}{R} = \frac{\text{Rayon de carbone}}{\text{Rayon total}},$$

auquel nous donnons les valeurs 0.2 , 0.4 , 0.6 , 0.8 , 1 , la dernière valeur correspondant à du carbone pur. L'indice choisi pour le carbone est $m_o = 2 - 0{,}66\ i$ et pour l'eau $m = 1{,}33$.

1. Particules de carbone

1.1 Calcul de σ , Q

Nous observons, dans le comportement des facteurs de diffusion, des oscillations d'autant plus importantes et irrégulières que le "manteau d'eau" augmente ; par contre elles tendent à disparaître pour $\rho = 1$. Nous mettons également en évidence l'existence d'une limite vers laquelle tendent ces facteurs : pour Q_{BK} nous pouvons l'expliquer en admettant l'absorption complète des rayons passant dans une sphère suffisamment grande ; toute la diffusion provient alors, uniquement, de la réflexion par rétrodiffusion sur la surface extérieure de la particule. Cette limite peut être déduite des équations de Fresnel (qui donnent l'amplitude donc l'intensité réfléchie et réfractée, lors du passage entre 2 milieux homogènes). Elle dépend de la nature des particules et elle est atteinte d'autant plus rapidement que $\rho \neq 1$ (particule homogène à indice complexe). La figure 9 montre de façon très évidente ce phénomène pour Q_{EXT} . Nous l'observons aussi pour Q_{BK} (fig. 10). De plus amples explications sont données au paragraphe IV.2.2 . Nous avons représenté sur la figure 11 l'évolution de la section efficace σ_{BK} , en fonction de la dimension de la particule et du rapport ρ . Le tableau suivant indique les valeurs pour les dimensions limites des particules que nous étudions (rayon de la particule de carbone prenant les valeurs 0,2 μ ou 0,5 μ).



1 - particule de carbone $m = 1,59 - 0,66\,i$
2 - particule de carbone entourée de glace $\frac{R_e}{R} = 0,8$
3 - particule de carbone entourée de glace $\frac{R_e}{R} = 0,6$
4 - particule de carbone entourée de glace $\frac{R_e}{R} = 0,4$
5 - particule de carbone entourée de glace $\frac{R_0}{R} = 0,2$

SECTION EFFICACE D'EXTINCTION POUR $\lambda = 0,7\,\mu$
SUR SECTION GEOMETRIQUE

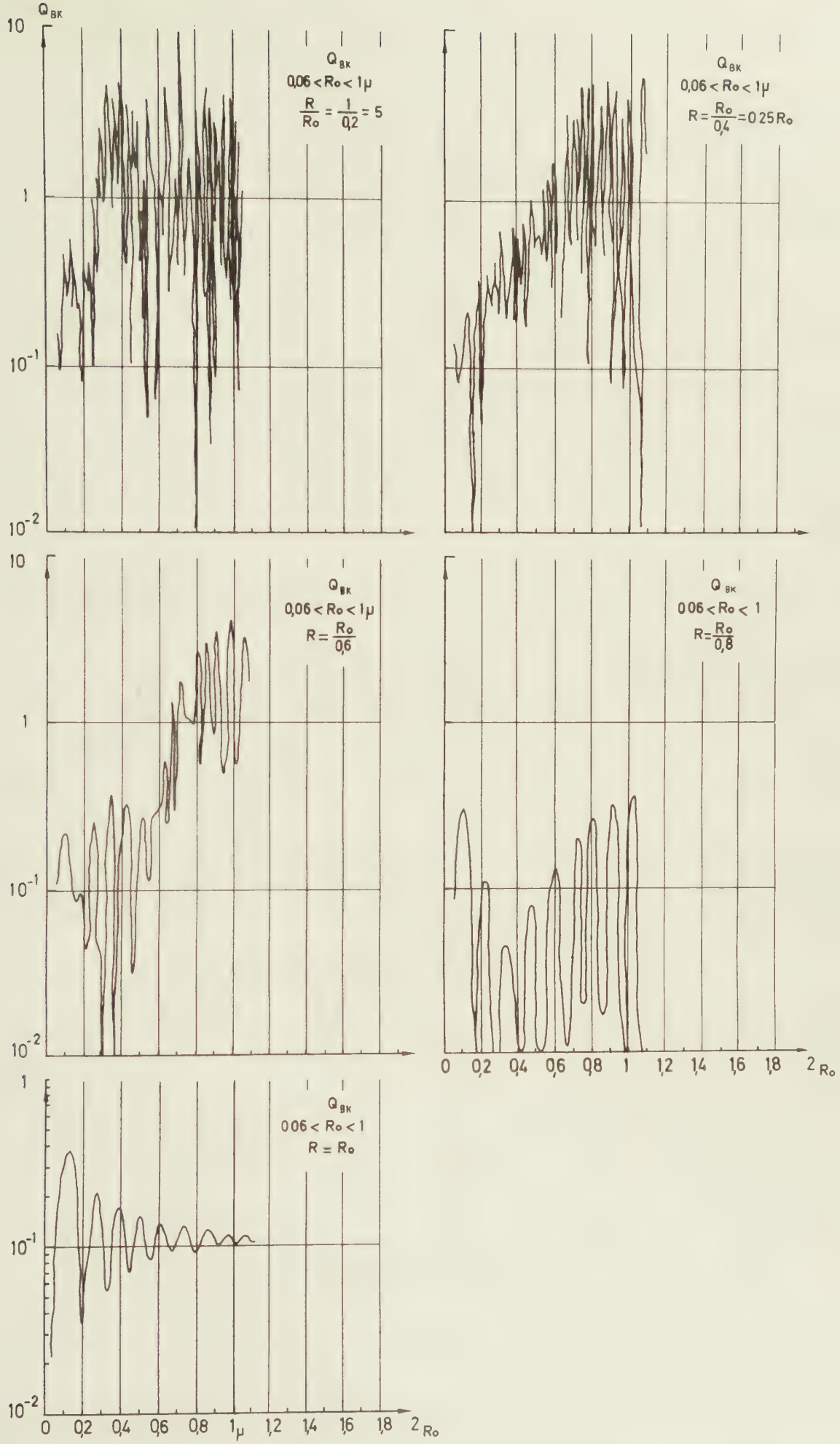
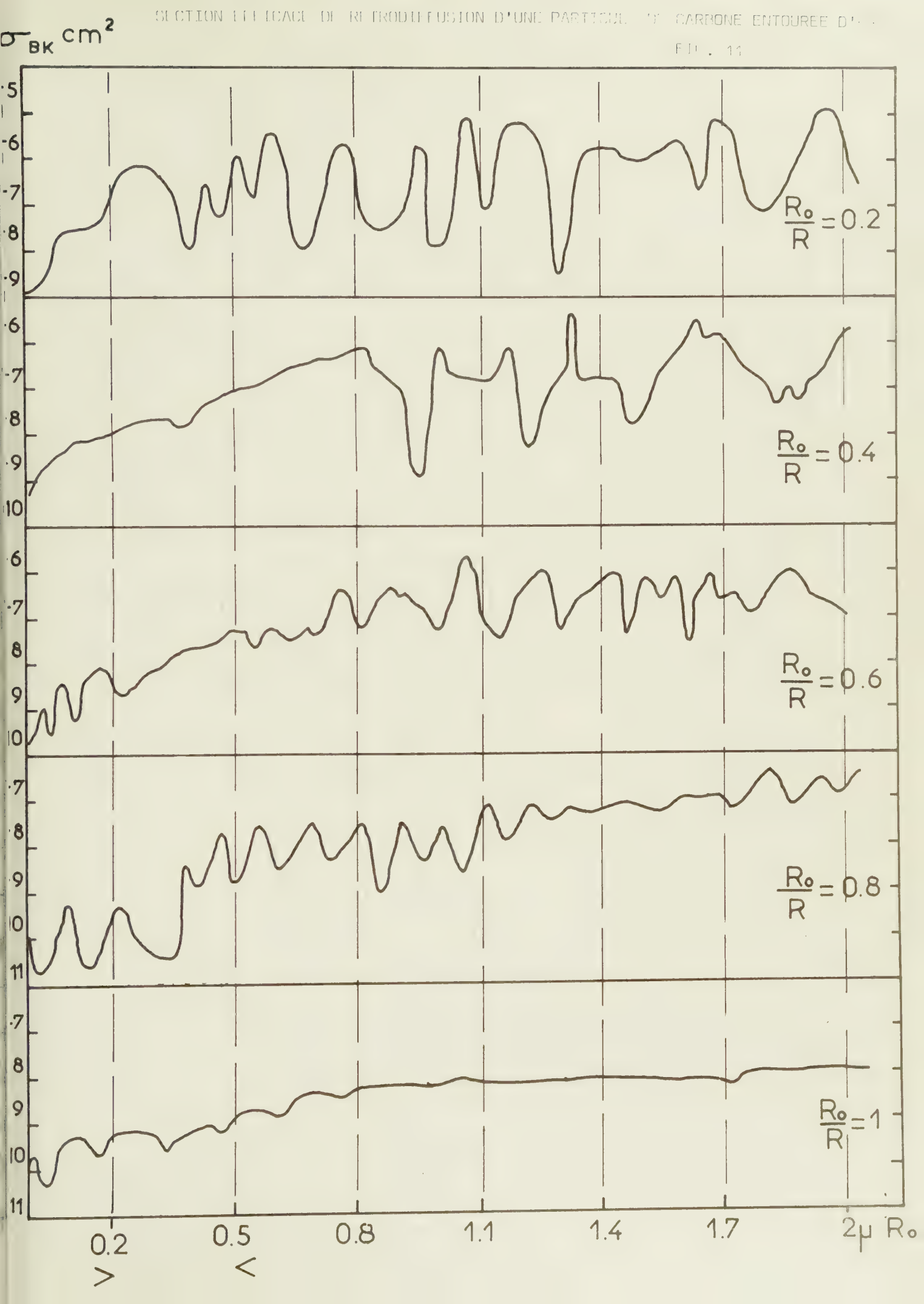

Q_{BK}
10
1
10^{-1}
10^{-2}
Q_{BK}
$0{,}06 < R_o < 1\mu$
$\frac{R}{R_o} = \frac{1}{0{,}2} = 5$
Q_{BK}
$0{,}06 < R_o < 1\mu$
$R = \frac{R_o}{0{,}4} = 0{,}25 R_o$
Q_{BK}
$0{,}06 < R_o < 1\mu$
$R = \frac{R_o}{0{,}6}$
Q_{BK}
$0{,}06 < R_o < 1$
$R = \frac{R_o}{0{,}8}$
0 0,2 0,4 0,6 0,8 1 1,2 1,4 1,6 1,8 $2\,R_o$
Q_{BK}
$0{,}06 < R_o < 1$
$R = R_o$
0 0,2 0,4 0,6 0,8 1μ 1,2 1,4 1,6 1,8 $2\,R_o$

FIG 10


σ_{BK} cm²
$\frac{R_o}{R} = 0.2$
$\frac{R_o}{R} = 0.4$
$\frac{R_o}{R} = 0.6$
$\frac{R_o}{R} = 0.8$
$\frac{R_o}{R} = 1$
0.2
0.5
0.8
1.1
1.4
1.7
2μ R_o

ρ	0.2	0.4	0.6	0.8	1
σ_{min} cm^2 (R_o = 0.2 µ)	10^{-7}	10^{-8}	5×10^{-9}	5×10^{-10}	5×10^{-10}
σ_{max} cm^2 (R_o = 0.5 µ)	5×10^{-7}	10^{-7}	5×10^{-8}	5×10^{-9}	10^{-9}

Ces résultats montrent que les valeurs de σ_{BK} ne permettent pas de différencier de façon univoque les particules entre elles (par exemple, une particule de carbone de rayon 0,2 µ avec ρ = 0.6 se "comporte" comme une particule de rayon 0,5 µ avec ρ = 0,8). Mais nous observons une variation d'un facteur 1000 entre les valeurs des sections efficaces pour la particule de carbone simple, et celle entourée de 5 fois son rayon d'eau.

1.2 Calcul de β_M

Nous admettons que le nuage observé est constitué de particules de même nature (mêmes indice et forme), de section efficace de diffusion σ_{BK} (IV.1.3.3) et ayant une répartition en taille $n(r)$ (IV.1.2). La fonction de diffusion β_M est alors :

$$\beta_M = \int_{r_1}^{r_2} n(r)\, \sigma_{BK}(m,r)\, dr = \int_{r_1}^{r_2} n(r)\, \pi r^2\, Q_{BK}(m,r)\, dr$$

ou

$$\beta_M = k^{-3} \int_{x_1}^{x_2} n(x)\, \pi x^2\, Q_{BK}(m,x)\, dx$$

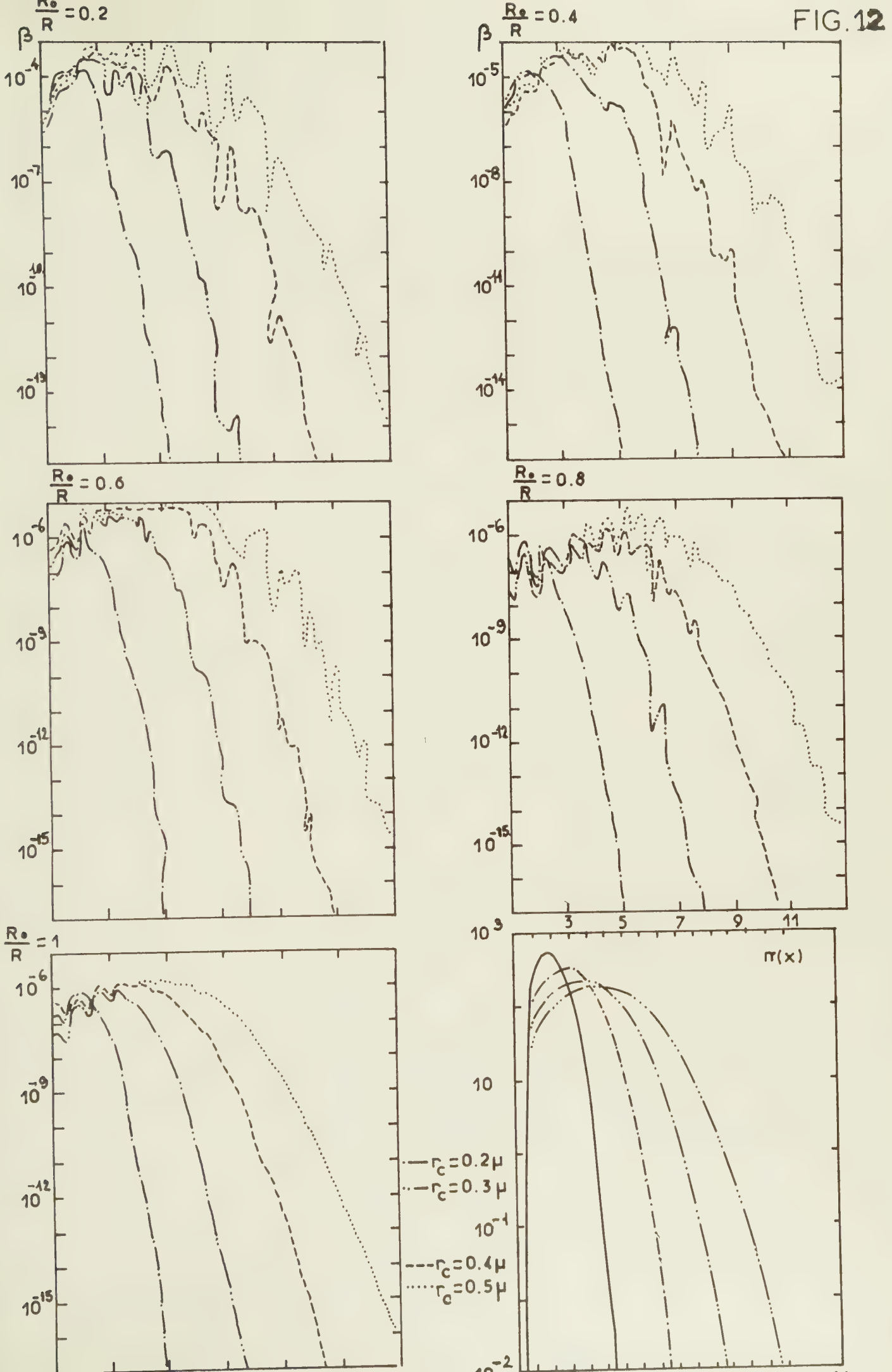
Pour calculer le facteur β_M nous devons choisir les limites d'intégration et notamment la valeur minimum du rayon r_1 ; donc justifier le choix d'une distribution en taille qui néglige la contribution des petites particules.

A cet effet, nous présentons dans le tableau suivant, pour chaque valeur du rayon de 0,001 μ à 0,06 μ, la section efficace σ_{BK} , la fonction de distribution n(x) , le facteur de diffusion β_M correspondant. La fonction n(x) choisie afin d'introduire dans l'évaluation de β_M , une contribution importante de petites particules ($r < 0,01$ μ) est celle des aérosols marins.

x	r μ	σ(x) cm^2	n(x) cm^{-3}	β_M cm^{-1}
0.01	0.001	5×10^{-22}	20	10^{-21}
0.1	0.01	5×10^{-16}	55	3×10^{-15}
0.2	0.02	3×10^{-14}	49	$1,8 \times 10^{-13}$
0.3	0.03	$3,9 \times 10^{-13}$	39	$1,7 \times 10^{-12}$
0.4	0.04	2×10^{-12}	30	$7,3 \times 10^{-12}$
0.5	0.05	8×10^{-12}	23	$2,1 \times 10^{-11}$
0.6	0.06	$2,2 \times 10^{-11}$	18	$4,6 \times 10^{-11}$

Nous verrons ultérieurement que la valeur minimum de β_M que nous utilisons, correspond à 7×10^{-8} cm^{-1} (tableau suivant). Nous pouvons ainsi négliger les particules dont le rayon est inférieur à 0,04 μ, leur diffusion étant 10^4 fois plus faible et nous justifions la répartition n(r) choisie au chapitre précédent. Nous avons donc effectué les calculs pour cette répartition et pour différentes valeurs du rayon critique r_c : la figure 12 montre l'allure générale de β_M ; nous voyons qu'elle est

FIG. 12


$\frac{R_\bullet}{R} = 0.2$
$\frac{R_\bullet}{R} = 0.4$
$\frac{R_\bullet}{R} = 0.6$
$\frac{R_\bullet}{R} = 0.8$
$\frac{R_\bullet}{R} = 1$
β
10^{-4}
10^{-7}
10^{-10}
10^{-13}
10^{-5}
10^{-8}
10^{-11}
10^{-14}
10^{-6}
10^{-9}
10^{-12}
10^{-15}
3
5
7
9
11
10^{3}
10
10^{-1}
10^{-2}
m(x)
$r_c = 0.2\mu$
$r_c = 0.3\mu$
$r_c = 0.4\mu$
$r_c = 0.5\mu$

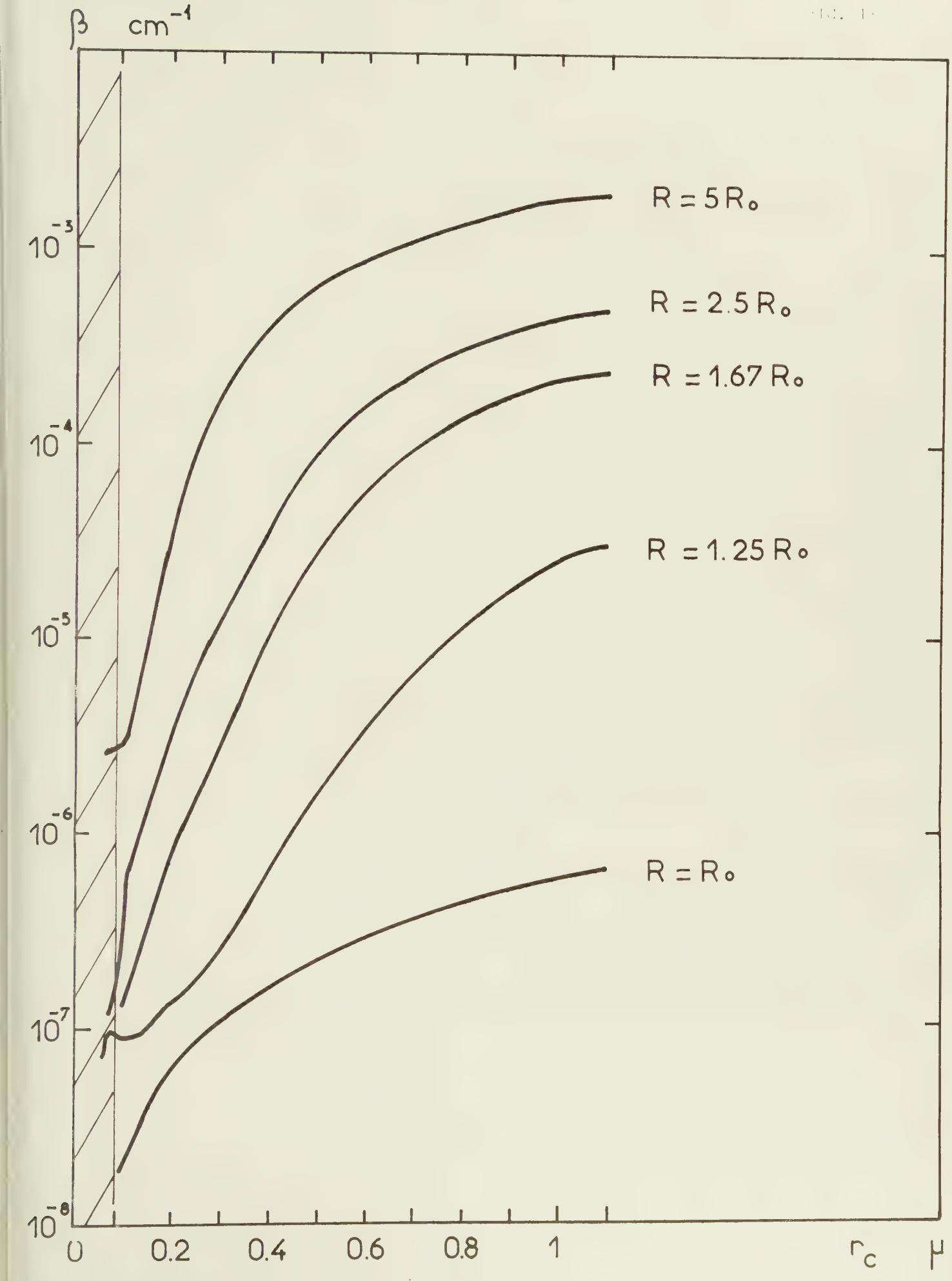
essentiellement imposée par la fonction $n(r)$, mais nous constatons que l'amplitude des oscillations et l'ordre de grandeur de la fréquence maximum dépendent de la section efficace. En fait, la quantité qui nous intéresse est la valeur intégrée de la fonction β_M sur l'intervalle correspondant aux distributions $n(r)$. Les courbes obtenues sont régulièrement croissantes (pour $0,1\ \mu < r_c < 1,1\ \mu$). La variation de cette quantité (exprimée en cm^{-1}) est donnée dans le tableau suivant : le manteau d'eau décroît de $\rho = 0,2$ à $\rho = 1$ (fig. 13).

r_c \ ρ	0.2	0.4	0.6	0.8	1
0.2 μ	4×10^{-5}	$3,4 \times 10^{-6}$	$6,7 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{-7}$	7×10^{-8}
0.3 μ	$1,6 \times 10^{-4}$	$1,4 \times 10^{-5}$	$2,3 \times 10^{-6}$	$2,5 \times 10^{-7}$	$1,1 \times 10^{-7}$
0.4 μ	$2,7 \times 10^{-4}$	$5,2 \times 10^{-5}$	10^{-5}	7×10^{-7}	$1,6 \times 10^{-7}$
0.5 μ	$4,2 \times 10^{-4}$	10^{-4}	$2,9 \times 10^{-5}$	1.8×10^{-6}	$2,3 \times 10^{-7}$

Chaque pas, dans la décroissance du manteau d'eau, diminue d'un facteur 10 la valeur de β_M (donc de l'intensité rétrodiffusée). Ces courbes mettent donc clairement en évidence l'augmentation de la diffusion en fonction de la taille des particules et de l'importance de l'enveloppe d'eau pour la longueur d'onde considérée.

2. Exploitation du programme

Le cas du carbonne ne diffère pas de la plupart des autres poussières. Nous l'avons isolé parce qu'il joue un rôle important dans le problème qui nous concerne. L'étude de β_M en fonction de la taille des particules simples ou composées, qui vient d'être faite, est évidemment valable pour d'autres éléments.


β cm⁻¹
10⁻³
10⁻⁴
10⁻⁵
10⁻⁶
10⁻⁷
10⁻⁸
R = 5 R₀
R = 2.5 R₀
R = 1.67 R₀
R = 1.25 R₀
R = R₀
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
rc μ

Une exploitation plus vaste du programme peut permettre de faire une étude des paramètres de diffusion en fonction de l'indice de l'angle de diffusion, de la longueur d'onde ainsi que le calcul de tous les paramètres de Stokes et de l'état de polarisation. Nous présentons les résultats des calculs effectués sur quelques exemples.

2.1 Variation de Q_{EXT} et Q_{SCA}

Nous rappelons, tout d'abord, que Q_{EXT} représente le rapport de l'énergie totale perdue, à l'énergie incidente interceptée par la particule ($Q_{EXT} = Q_{SCA}$ pour une particule non absorbante). Sur la figure 14 nous avons ces fonctions pour des particules à indice réel (fig. 14a) et à indice complexe (fig. 14b). Dans les deux cas, Q_{EXT} tend vers la même limite qui est égale à 2. Nous pouvons l'expliquer en prenant l'exemple de la diffraction d'un disque opaque circulaire : l'énergie perdue (qui est égale, aussi, à 2 fois sa section géométrique) provient non seulement de l'absorption totale des rayons interceptés, mais aussi de la diffraction sur les bords du disque (principe de Babinet). Pour une grande sphère, aux phénomènes de réfraction (ou absorption) et réflexion, s'ajoute donc la diffraction sur la surface. Cette limite est d'autant plus vite atteinte que la particule est plus absorbante (sur la fig. 14b, dès que le rayon est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde soit $x = 2\pi r/\lambda >> 6$). Pour un indice réel (fig. 14a), le paramètre x doit être supérieur à 20. Les oscillations régulières que nous observons, pour les particules non absorbantes, sont dues à une interférence entre l'onde incidente et l'onde diffusée. Ainsi, si nous traçons les variations de Q_{SCA}, en fonction de la différence de phase de l'intensité résultante, $\psi = 2x(m - 2)$, (en considérant un rayon passant par le centre de la sphère), la position des maxima est indépendante de l'indice (Kerker, p. 105).

Pour les particules composées, les courbes sont beaucoup plus irrégulières, mais nous observons toujours une limite du facteur d'extinction Q_{EXT} proche de 2 pour les grandes particules. Ainsi pour illustrer ce cas nous avons pris, à titre d'exemple, des particules de graphite entourées de liquide (réf. 18). Le rayon du noyau de graphite est constant ($r_o = 0{,}03\ \mu$) et nous étudions la variation en fonction de la longueur d'onde, des facteurs Q_{EXT} et Q_{SCA} (fig. 15).

FIG. 14

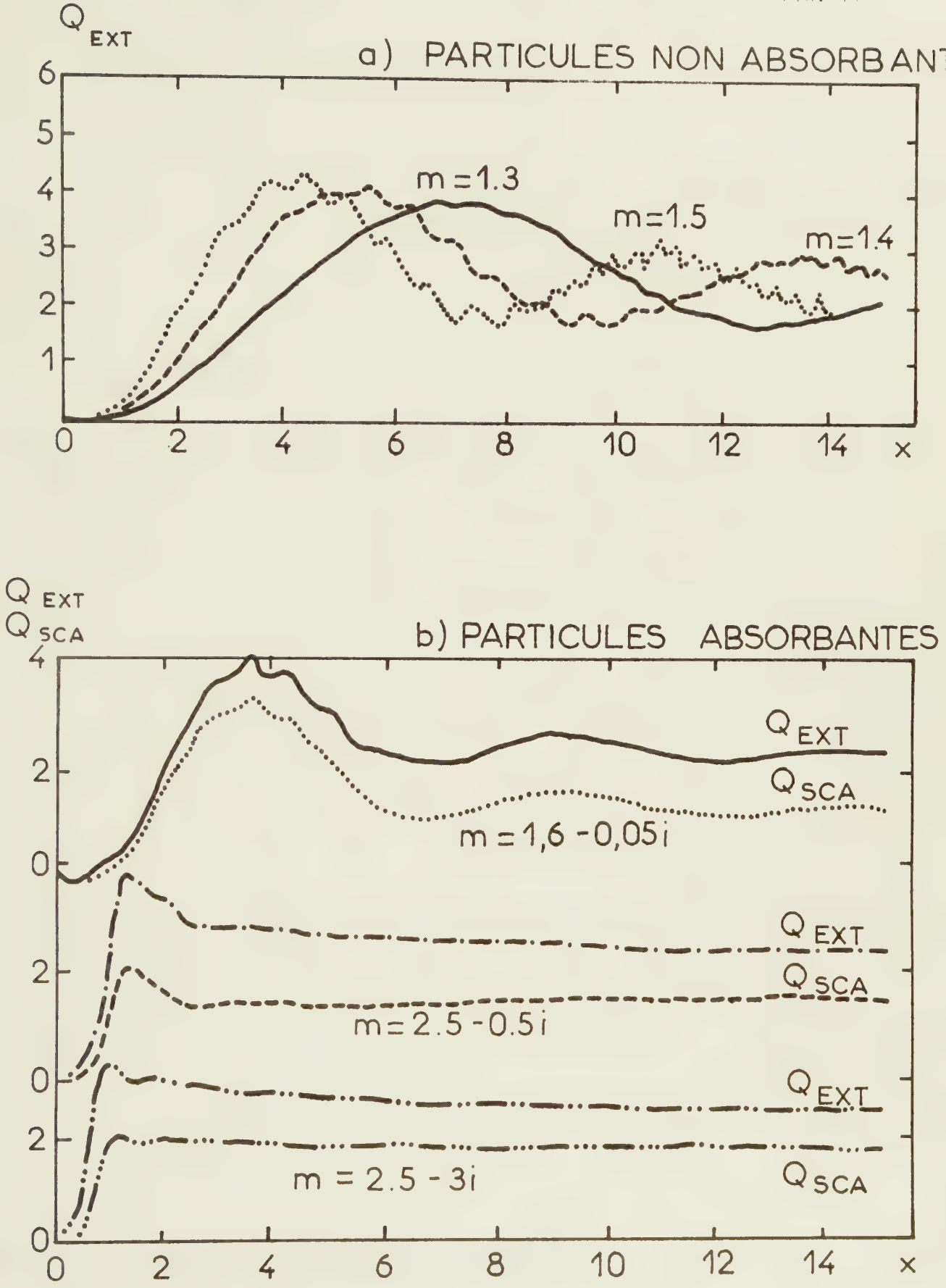
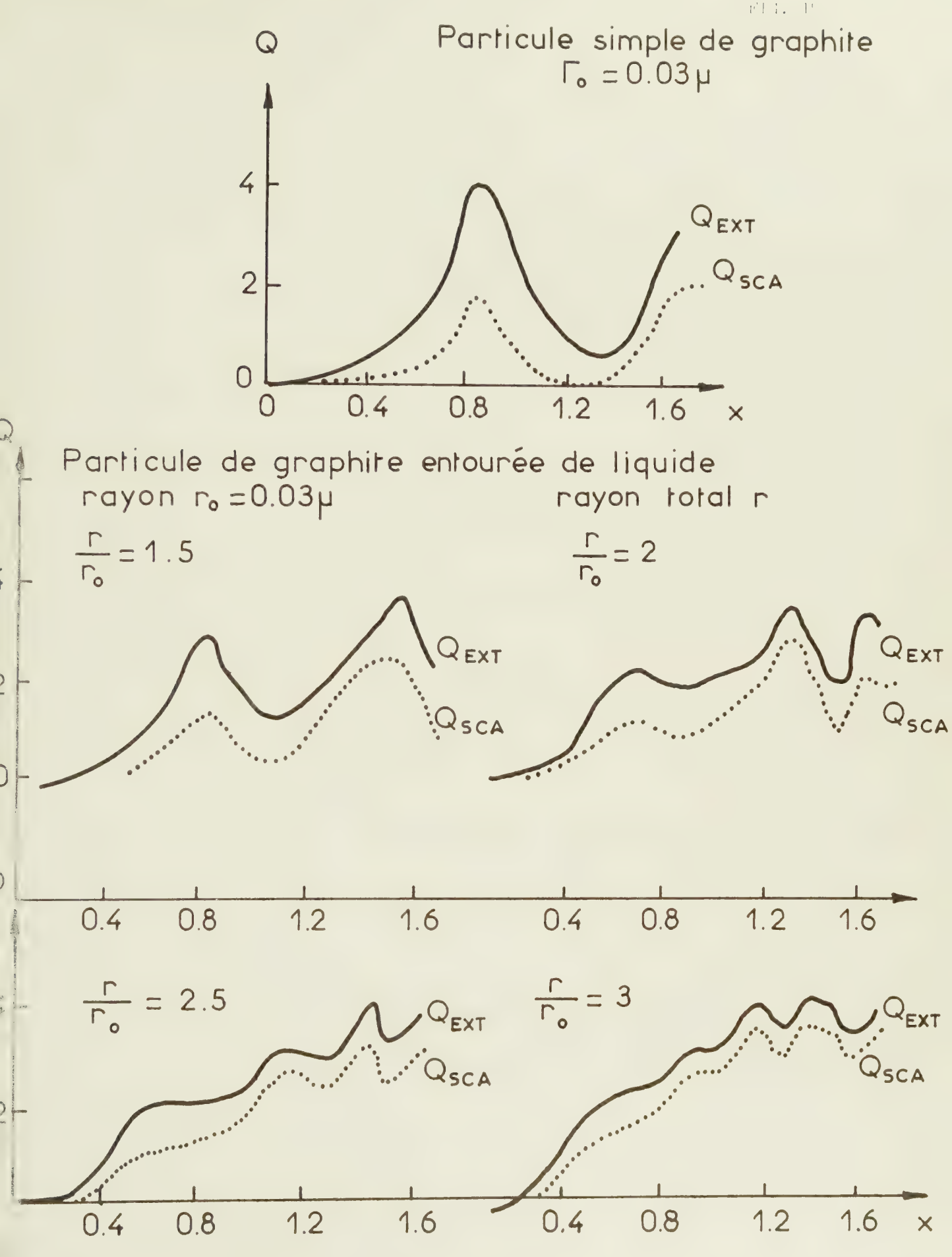
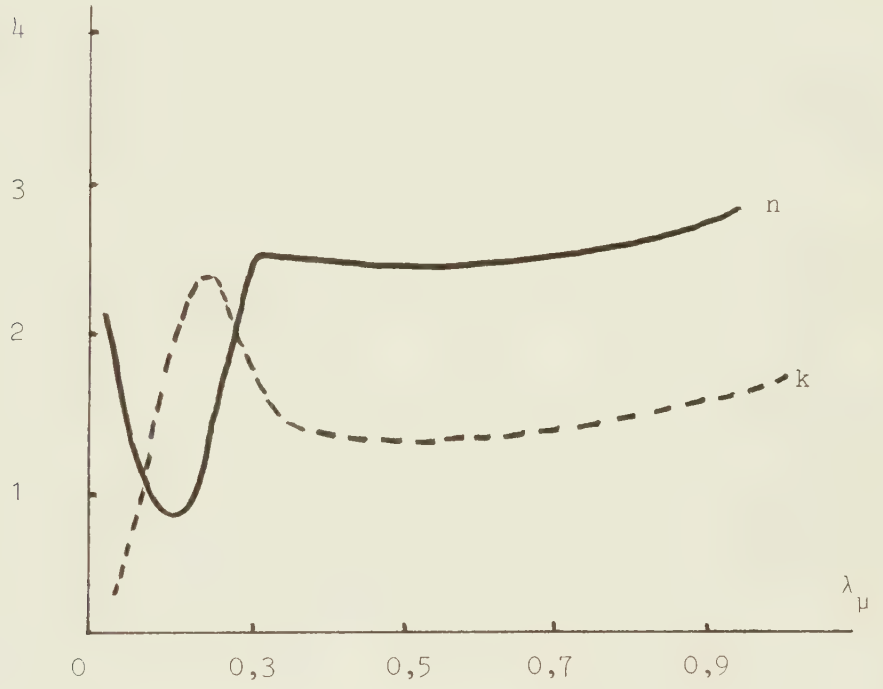

Q EXT
a) PARTICULES NON ABSORBANTES
m = 1.3
m=1.5
m=1.4
x
Q EXT
Q SCA
b) PARTICULES ABSORBANTES
Q EXT
Q SCA
m = 1,6 - 0,05i
Q EXT
Q SCA
m = 2.5 - 0.5i
Q EXT
m = 2.5 - 3i
Q SCA
x

FIG. 1


Q
Particule simple de graphite
$r_o = 0.03\mu$
4
2
0
Q_{EXT}
Q_{SCA}
0
0.4
0.8
1.2
1.6
x
Particule de graphite entourée de liquide
rayon $r_o = 0.03\mu$
rayon total r
$\frac{r}{r_o} = 1.5$
$\frac{r}{r_o} = 2$
$\frac{r}{r_o} = 2.5$
$\frac{r}{r_o} = 3$

Cette variation, très notable, est surtout imposée par l'indice de graphite. En effet, pour une longueur d'onde comprise entre 0,1 μ et 0,9 μ (soit $0,2 < x < 1,6$) nous présentons la variation de sa partie réelle et imaginaire (l'indice de la couronne demeure constant et égal à $m = 1,6$). La détection des particules de graphite est donc sensible au choix judicieux d'une longueur d'onde (nous remarquons que Q_{EXT} varie d'un facteur 4, si $\lambda = 0,5$ μ et $\lambda = 0,3$μ, soit $x = 0,4$ et $x = 0,6$).



L'intensité diffusée est à peu près inversement proportionnelle à λ pour une particule entourée de 3 fois son rayon d'eau. Le choix de plusieurs longueurs d'onde peut permettre la mise en évidence d'une éventuelle couronne d'eau. Une telle remarque ne s'applique pas au cas du carbone qui nous intéresse plus particulièrement ici.

2.2 Variation des facteurs de rétrodiffusion en fonction de l'indice

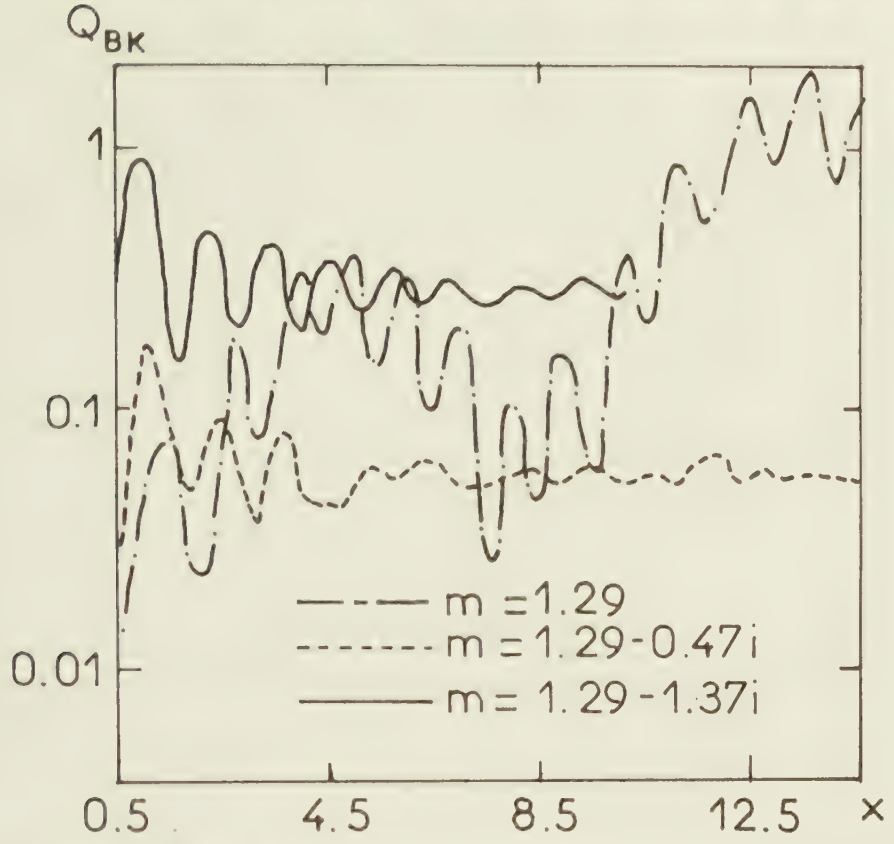
L'évaluation des facteurs de rétrodiffusion pour la particule de carbone entourée ou non d'eau, nous a permis de mettre en évidence l'influence de la nature et la taille des particules sur la variation de ces facteurs (IV.2.1). Une étude complète, en fonction de l'indice, a été faite en détail par Kerker. Nous en extrayons quelques exemples présentés sur la figure 16 qui montrent l'influence de la partie réelle et imaginaire de l'indice, ainsi nous remarquons que la partie réelle augmentant, l'oscillation devient plus régulière : pour $m = 8,99 - 0,048i$ la courbe obtenue ressemble à celle que l'on a pour une sphère totalement réfléchissante ($m = \infty$). Pour cette dernière, les oscillations sont tout à fait régulières (ceci peut s'expliquer par une simple interprétation des équations de Fresnel) et la limite du facteur Q_{BK} est égale à 1 (en rétrodiffusion nous ne tenons pas compte de la diffraction).

Lorsque la partie imaginaire de l'indice augmente, les oscillations obtenues pour un indice réel, tendent à disparaître Q_{BK} atteint d'autant plus vite une valeur limite (qui dépend de l'indice)que l'absorption augmente.

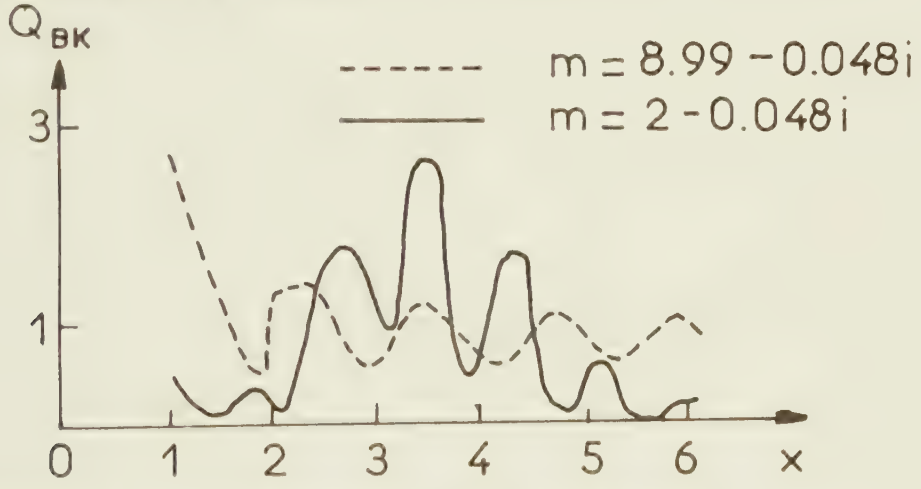
Nous avons choisi quelques indices particuliers correspondant aux aérosols naturels, aux nuages noctiluscents ou aux particules responsables de la lumière zodiacale. Nous représentons sur la figure 17 les variations de la section efficace de rétrodiffusion pour ces différents indices. Nous conservons une distribution en taille constante (IV.1.2) afin de n'observer que l'influence de l'indice de réfraction : les particules simples considérées sont :

l'eau	:	$m = 1,33$
l'acide sulfurique	:	$m = 1,34$
l'acide nitrique	:	$m = 1,4$
le fer	:	$m = 1.7 - 1,84i$
"	:	$m = 3,57 - 4,03i$
la limonite	:	$m = 2,20$
les silicates	:	$m = 1,56$
le carbone	:	$m = 2 - 0,66i$

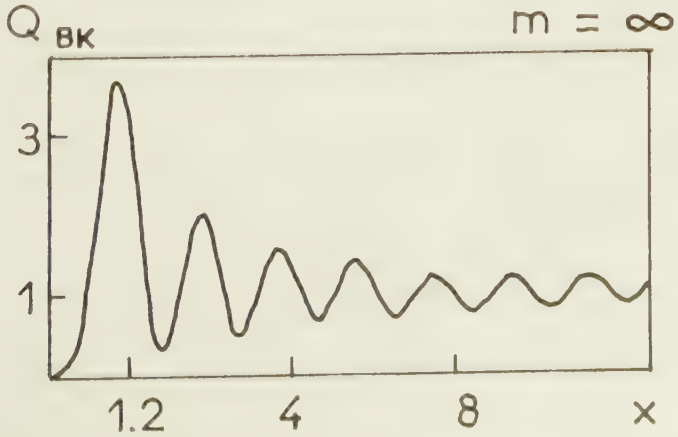
a - Influence de la partie imaginaire de l'indice

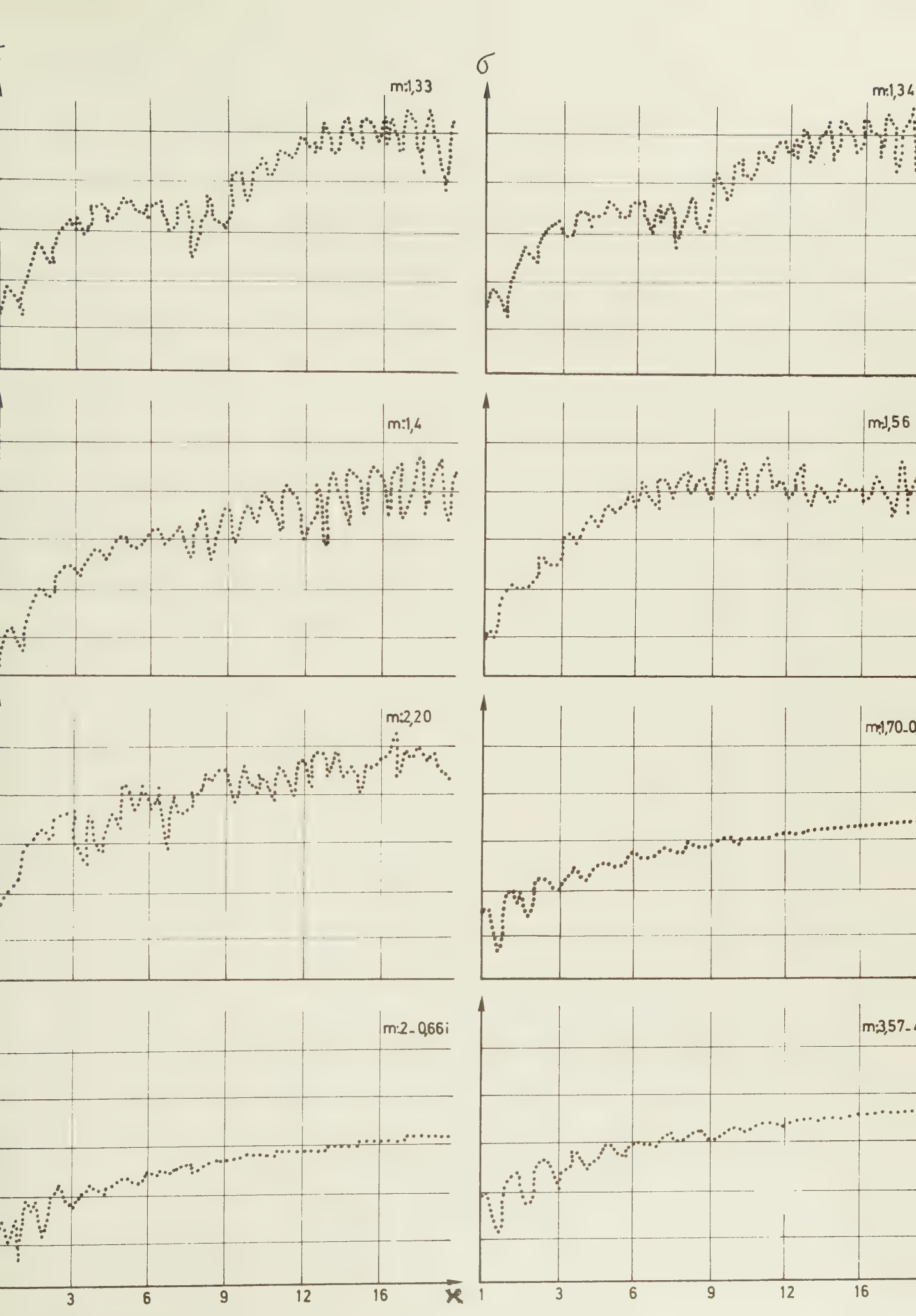


b - Influence de la partie réelle de l'indice



c - Sphère totalement réfléchissante

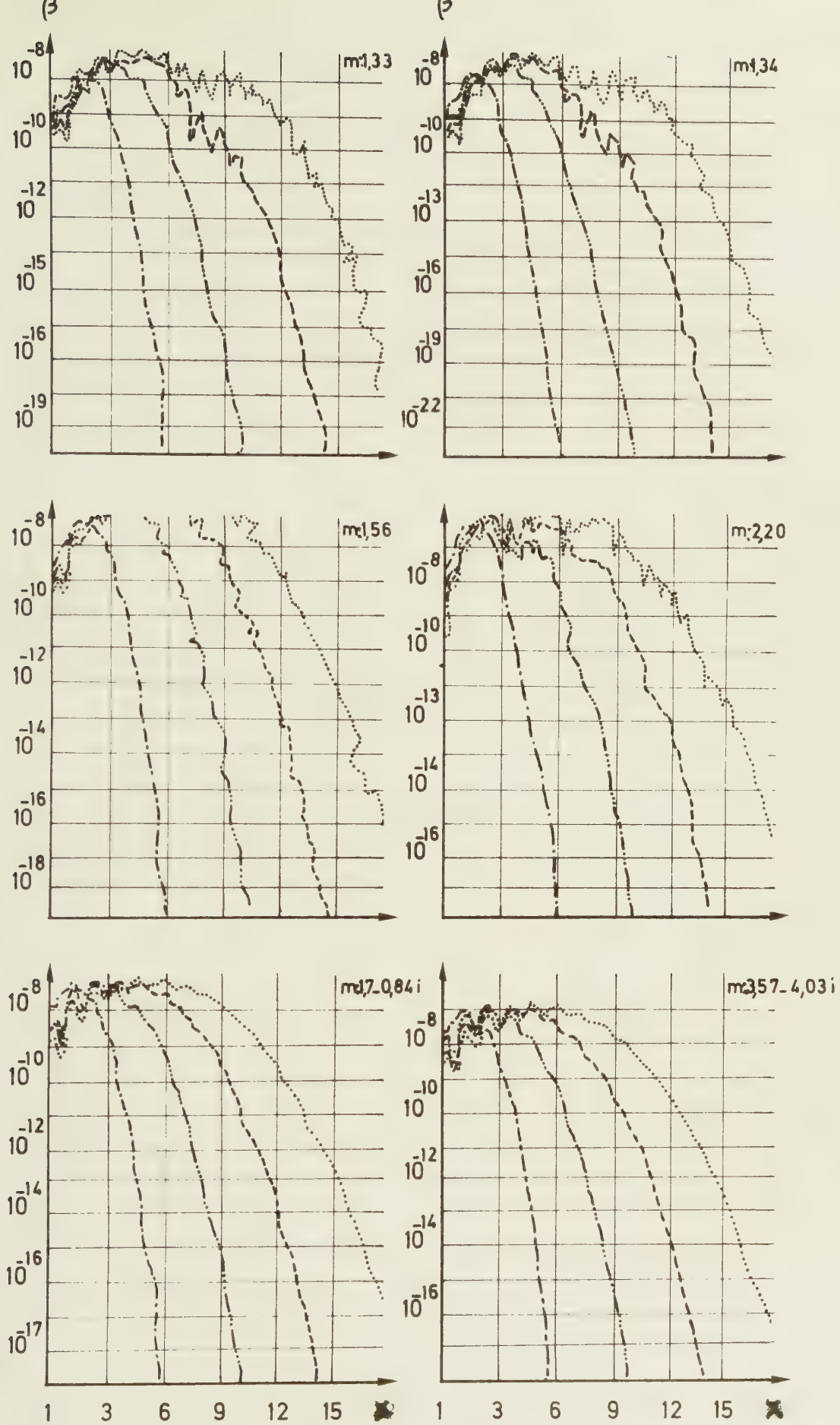



m:1,33
m:1,34
m:1,4
m:1,56
m:2,20
m:1,70-0
m:2-0,66i
m:3,57-
3
6
9
12
16
1
3
6
9
12
16

L'allure générale de β_M pour ces différents constituants est conservée (fig. 18). Nous remarquons le changement d'ordre de grandeur du facteur de diffusion pour des particules absorbantes ou non. La variation de sa valeur intégrée est donnée en fonction du rayon de fréquence maximum des particules et de leur indice (fig. 19). Ainsi nous obtenons β_M (exprimé en cm^{-1}) dans le tableau suivant :

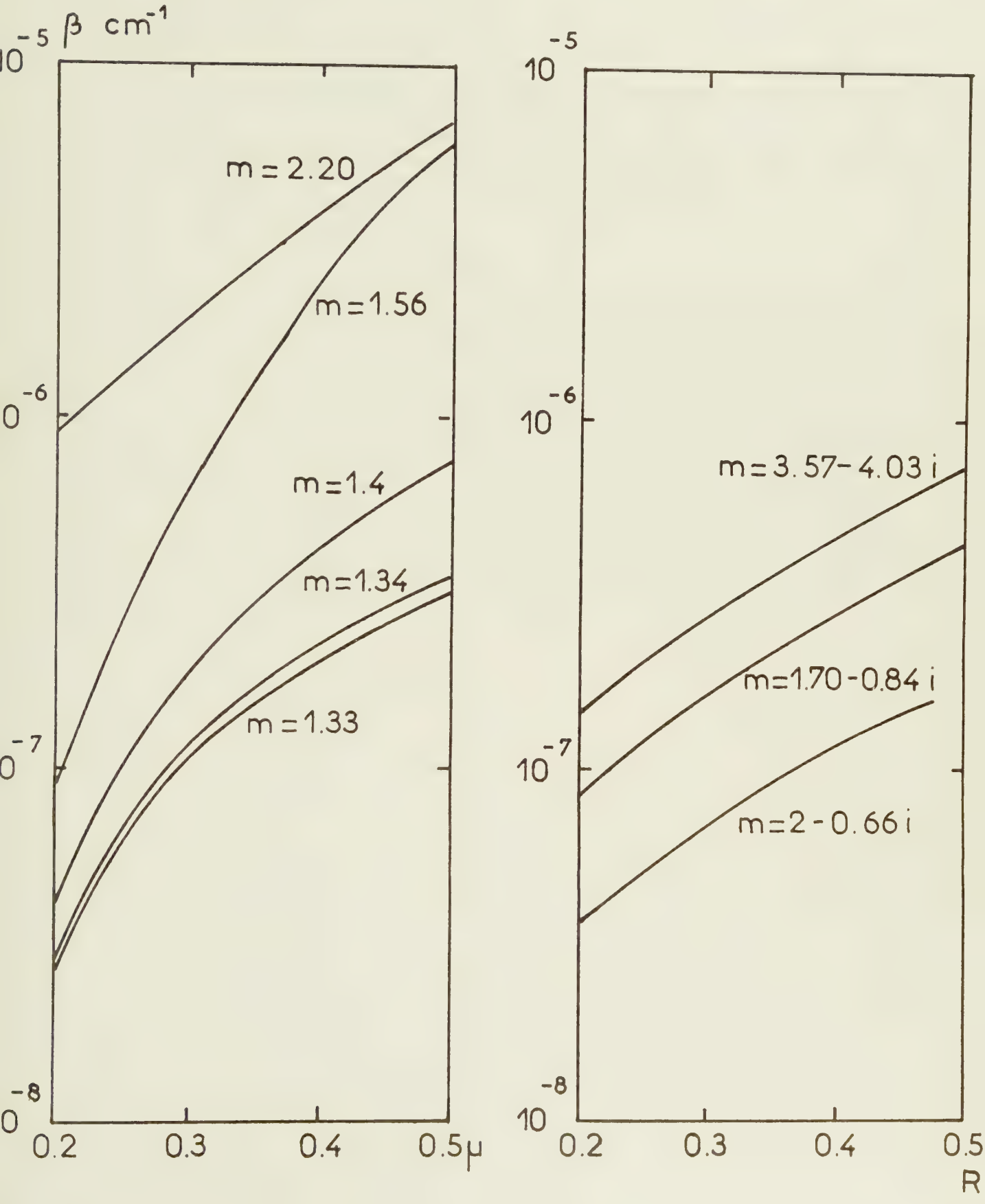
m \ r_c	0.2 μ	0.3 μ	0.4 μ	0.5 μ
1,33	2,6 × 10^{-8}	1,1 × 10^{-7}	2,1 × 10^{-7}	3,18 × 10^{-7}
1,34	2,8 × 10^{-8}	1,19 × 10^{-7}	2,4 × 10^{-7}	3,57 × 10^{-7}
1,4	4.2 × 10^{-8}	1,89 × 10^{-7}	4,4 × 10^{-7}	7,78 × 10^{-7}
1,5	6.85 × 10^{-8}	6,5 × 10^{-7}	2,54 × 10^{-6}	6,04 × 10^{-6}
2,20	9 × 10^{-7}	2 × 10^{-6}	4 × 10^{-6}	6,9 × 10^{-6}
1.70 - 0.84i	8,4 × 10^{-8}	1,68 × 10^{-7}	2,86 × 10^{-7}	4,38 × 10^{-7}
3,57 - 4,03i	1,48 × 10^{-7}	2,9 × 10^{-7}	4,9 × 10^{-7}	7,5 × 10^{-7}
2 - 0,66i	3,7 × 10^{-8}	7,1 × 10^{-8}	1,2 × 10^{-7}	1,8 × 10^{-7}

Nous constatons, par exemple, qu'un changement de l'ordre de 1% sur l'indice (m = 1,33 et 1,34) entraîne une variation de 7% sur β pour une même taille de particules ; par contre, nous notons une variation de 25% entre le carbone (m = 2 - 0,66i) et l'eau (m = 1,33). Les courbes obtenues


m=1,33
m=1,34
m=1,56
m=2,20
m=1,7-0,84i
m=3,57-4,03i
1 3 6 9 12 15 x
rc = 0,2 μ
rc = 0,3 μ
rc = 0,4 μ
rc = 0,5 μ

FACTEUR DE RETRODIFFUSION EN FONCTION DU RAYON CRITIQUE DES PARTICULES

FIG. 1



pour un rayon critique de 0.2 μ à 0.5 μ, sont régulièrement croissantes. La pente est sensiblement la même pour les indices complexes choisis, mais varie très nettement pour des indices réels compris entre 1.33 et 2.20. Pour une distribution $n(r)$ donnée, nous pouvons ainsi tracer des abaques représentant la variation du facteur β en fonction des différents paramètres de diffusion.

2.3 Conclusion

Identifier de façon univoque la nature des particules observées n'est pas dans les possibilités de l'expérience. L'ordre de grandeur du signal rétrodiffusé ne peut que confirmer ou non le choix des hypothèses quant à la nature des particules. Etant donné les informations que nous avons à partir des expériences de granulométrie au sol, la seule hypothèse raisonnable est celle de la possibilité de condensation d'eau autour de la particule de carbone. Les résultats théoriques de l'influence du paramètre ρ sur σ_{BK} et les faibles valeurs de l'intensité rétrodiffusée obtenues expérimentalement, nous conduisent à penser que les particules sont constituées de carbone simple pour 3 des vols. Les 2 autres vols correspondent à un signal plus important ne pouvant être expliqué que par une augmentation de la taille des particules dues à un "manteau d'eau".

```
MOMIE(T50,CP70)
ACCOUNT,LANGER,C84,DXXAER,POGOF,N1.
FTN(A,LR,T)
LIBRARY(*,CNESLIB)
LGO.


      PROGRAM MING(INPUT,OUTPUT,TAPE5=INPUT,TAPE6=OUTPUT)
      IMPLICIT COMPLEX(A,B,Y,Q)
      EXTERNAL PHI
      REAL K11
      COMPLEX MM,S1,S2
      INTEGER TAB
      REAL M1,M2,LAM,QEXT
      REAL QBK,QBKI
      REAL QRD,ALAM
      REAL A1,B1,AL
      REAL I1,I2,I3,I4
      REAL BTA
      DIMENSION TRQBST(89)
      DIMENSION TANX(89)
      DIMENSION TQBK(89),TX(89),BTA(89)
       DIMENSION PM1(10),PM2(10)
      DIMENSION TANX(301),TRQBST(301)
      DIMENSION TQBK(301),TX(301),BTA(301)
      DIMENSION TQBKI(89)
      DIMENSION TET(180),RS1(180),SS1(180),RS2(180),SS2(180)
      DATA PM1/1.70,3.57,2.20,1.56,1.33,1.34,1.4,0.,0.,0./
      DATA PM2/1.84,4.03,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0./
  200 CONTINUE
      QAST=CMPLX(0.,0.)
      S1=CMPLX( .,0.)
      S2=CMPLX( .,0.)
      SIG=0.
      NISA=7
C
C       R     . RAYON DE LA PARTICULE
C       ALAM   . LONGUEUR D≠ ONDE
C       M1       INDICE DE REFRACTION
C       M2       INDICE D≠ ABSORPTION
C
      PI=3.14159265
      DO 235 ISA=1,NISA
      M1=PM1(ISA)
      M2=PM2(ISA)
      AI=CMPLX( .,1.)
C
C
      RMO=0.1
  100 FORMAT(3F10.3,I2)
   23 FORMAT(//.1X,*LAMBDA  M1  M2  R  *,4F10.3)
      TETA=-2.
      LL=2
      TETA=TETA+2.
      TETA=180.
      RQBSN=RQBSA=0.
      ALAM=0.6948
      IBI=1 $ IBS=89
      DO 12 K=1,4
      RMO=RMO+0.1
      X=0.2
      DO 11 II=IBI,IBS
      X=X+0.2
      IF(II.EQ.IBI)XMI=X
      IF(II.EQ.IBS)XMA=X
      TX(II)=X
      SIG=COS(TETA*PI/180.)
      QBST=CMPLX(0.,0.)
      QBK=0.
      QBKI=0.
      QEST=CMPLX(0.,0.)
      PI0=0.    $    T00=0.
      PI1=1.    $    T01=SIG
      PIN=0.
      N=0
      MM=CMPLX(M1,-M2)
      Y=MM*X
```

```
      AA0=CCOS(Y)/CSIN(Y)
      COSX=COS(X)
      SINX=SIN(X)
      AS00=CMPLX(SINX,COSX)
      ASM1=CMPLX(COSX,-SINX)
    5 CONTINUE
      N=N+1
      AAN=(-N/Y)+(1./(N/Y-AA0))
      A=(AAN/MM)+(N/X)
      B=(AAN*MM)+(N/X)
      ASN=((2*N-1)/X)*AS00-ASM1
      RSN=REAL(ASN)
      RS0=REAL(AS00)
      AN=(A*RSN-RS0)/(A*ASN-AS00)
      BN=(B*RSN-RS0)/(B*ASN-AS00)
C     REPRISE DES VARIABLES
C
      ASM1=AS00
      AS00=ASN
      AA0=AAN
      IF(N.EQ.1) GO TO 31
C
      PIN=PI1   $   TON=TO1
      IF(N.EQ.1) GO TO 30
      PIN=(2*N-1)/(N-1)*SIG*PI1-(N/(N-1))*PI0
      TON=SIG*(PIN-PI0)-(2*N-1)*(1-SIG*SIG)*PI1+T00
   30 CONTINUE
C
C     CALCUL DE S1 ET S2
C
      CS=(2.*N+1.)/(N*(N+1.))
      S1=S1+CS*(AN*PIN+BN*TON)
      S2=S2+CS*(AN*TON+BN*PIN)
C
      PI0=PI1   $   T00=T01
      PI1=PIN   $   T01=TON
   31 CONTINUE
C
C
C     CALCUL DE QSCA
C
      QB=((N+1./2.)*(AN-BN))
      IF(MOD(N,2).EQ.1)QB=-QB
      QBST=QBST+QB
      IF(CABS(QB/QBST).LT.1.E-08)GO TO 10
      GO TO 5
   10 CONTINUE
      GOTO20
      TET(L)=TETA
      RS1(L)=REAL(S1)
      SS1(L)=AIMAG(S1)
      RS2(L)=REAL(S2)
      SS2(L)=AIMAG(S2)
      AS1=CONJG(S1)
      AS2=CONJG(S2)
      I1=S1*AS1
      I2=S2*AS2
      I3= REAL(S1*AS2)
      I4=-AIMAG(S1*AS2)
      PRINT 24,I1,I2,I3,I4
   24 FORMAT(1X,*I1= *,F15.9,* I2= *,F15.9,* I3= *,F15.9,* I4= *,F15.9)
C
C     CALCUL DE LA POLARISATION
C
      P=(S1*AS1-S2*AS2)/(S1*AS1+S2*AS2)
      PRINT 60, P
   60 FORMAT(//1X,* POLARISATION  *,F15.9)
C
C     CALCUL DE L ALBEDO
C
      AY=QSCA/QEXT
      PRINT 70,AY
   70 FORMAT(//1X,* ALBEDO  *,2F15.9)
   15 CONTINUE
      PRINT 80
```

```
   40 FORMAT(//10X,*TETA*,30X,*S1*,40X,*S2*)
      PRINT 50,(TET(L),RS1(L),SS1(L),RS2(L),SS2(L),L=1,LL)
   50 FORMAT(1X,5E20.5)
      IF(I.NE.1) GO TO 200
   20 CONTINUE
      RQBST=(CABS(QBST))**2
      QBK=(4./(X*X))*RQBST
      QBKI=ALAM*ALAM*RQBST*(1.E-08)/PI
      TQBK(II)=QBK
      TRQBST(II)=RQBST
      TQBKI(II)=QBKI
   11 CONTINUE
C
C
      RMA=XMA*ALAM/(2*PI) $ RMI=XMI*ALAM/(2*PI)
      AK=2.*PI/ALAM
      P=XMI $ PP=XMA
      S=(RMO-RMI)/0.69
      QRD=2*PI*S/ALAM
      PRINT 544,RMA,RMI,P,PP,S,QRD,RMO
544   FORMAT (1X,*RMA=*,E10.2,*RMI=*,E10.2,*P=*,E10.2,*PP=*,E10.2,*S=*,
     1E10.2,*QRD=*,E10.2,*RMO=*,E10.2)
      DO 10000 I=IBI,IBS
      BTA(I)=ANX(TX(I),P,QRD,S,RMI,RMO)*TQBKI(I)/AK
      TANX(I)=ANX(TX(I),P,QRD,S,RMI,RMO)
10000  CONTINUE
      WRITE(6,12313)(TX(I),TRQBST(I),TQBK(I),TQBKI(I),TANX(I),BTA(I),
     C I=1,89)
12313 FORMAT(1X,6E15.4)
      CALL ISA1(TX,TANX,TQBKI,BTA,IBS,K)
      CALL ARSIMP(89,0.2  ,BTA,SOMME,IER)
      WRITE(6,1111)SOMME
1111  FORMAT(1H ,*SOMME=*E20.5)
   12 CONTINUE
      CALL ISA2(TX,IBS)
235   CONTINUE
      STOP $ END
      FUNCTION ANX(TX,P,Q,S,RMI,RMO)
      AA=2./3. $ FGA=GAMMA(AA)
      CO=1.E06
      C=(3.*CO)/(FGA*Q*Q)
      ARG=(TX-P)/Q
      ARG=ARG**3
      ANX=C*(TX-P)*EXP(-(ARG))
2     FORMAT(1X,*ANX*,E15.6)
      RETURN $ END
      SUBROUTINE ISA1(X,Y1,Y2,Y3,N,K)
      DIMENSION X(1),Y1(1),Y2(1),Y3(1)
       COMMON /JTA/Y(356 ),Z(356 ),T(356)
      DO 1 J=1,N
      J1=(K-1)*N
      Y(J+J1)=Y1(J) $ Z(J+J1)=Y2(J) $ T(J+J1)=Y3(J)
1     CONTINUE
      RETURN $ END
      SUBROUTINE ISA2(X,N)
      DIMENSION X(1)

       COMMON /JTA/Y(356 ),Z(356 ),T(356)
      EXTERNAL PHI
      DO 25 J=2,N
      IF(Y(J).LT.1.0E-25) Y(J)=1.0E-25
      IF(Z(J).LT.1.0E-25) Z(J)=1.0E-25
      IF(T(J).LT.1.0E-25) T(J)=1.0E-25
25    CONTINUE
      DO 1 K=1,3
      WRITE (6,16) K
16    FORMAT (1X,*K=*,I5)
      CALL BLANK (IAC)
      CALL AXE  (IAC)
      CALL EXTREM(X,N,XMIN,XMAX)
      R=(XMAX-XMIN)/60.
      IF(K.EQ.1) CALL EXTREM(Y,N,Y11,Y12)
      IF(K.EQ.2) CALL EXTREM (Z,N,Y11,Y12)
      IF(K.EQ.3) CALL EXTREM(T,N,Y11,Y12)
```

```
      A2=ALOG10(Y12)
      IF (A2.LT.0) GO TO 235
      IA2=A2+1
      GO TO 236
C  PLOT SUR 12 DECADES DE 0 A 120 CARACTERES
235   CONTINUE
      A2=-A2
      IA2=A2
      IA2=-IA2
236   CCC=10.**(12-IA2)
      WRITE (6,237) IA2
      DO 10 JJ=2,N
      DO 11 JK=1,4
      J1=(JK-1)*N
      U=PHI(K,1)*Y(JJ+J1)+PHI(K,2)*Z(JJ+J1)+PHI(K,3) *T(JJ+J1)
      I =X(JJ)/R-XMIN/R
      E=ALOG10(U*CCC)
      J=10.*E
      CALL LIMIT(I,J)
      IAC(J,I)=338+JK
11    CONTINUE
10    CONTINUE
237   FORMAT (1X,*IA2=*,I5)
      WRITE (6,17)
   17 FORMAT(1H1)
      DO 12 I=1,61
12    WRITE (6,160)(IAC(J,I),J=1,121)
160   FORMAT(1X,121R1)
161   FORMAT(1X,*ECHELLE*,2E10.3)
162   FORMAT (1X,*ECHELLE LOG*,2E10.3)
1     CONTINUE
      RETURN $ END
      SUBROUTINE LIMIT (I,J)
      IF(I.LE.1) I=1
      IF(I.GE.61) I=61
      IF(J.LE.1) J=1
      IF(J.GE.121) J=121
      RETURN $ END
      SUBROUTINE EXTREM(X,N,XMIN,XMAX)
      DIMENSION X(1)
      XMAX=0.
      DO 1 J=2,N
      IF(XMAX.GT.X(J)) GO TO 1
      XMAX=X(J)
4     CONTINUE
      XMIN=XMAX
      DO 2 J=2,N
      IF(XMIN.LT.X(J)) GO TO 2
      XMIN=X(J)
2     CONTINUE
      RETURN $ END
      SUBROUTINE BLANK(IAC)
      DIMENSION IAC(121,61)
      DO 1 J=1,121
      DO 2 I=1,61
2     IAC(J,I)=558
1     CONTINUE
      RETURN $ END
      SUBROUTINE AXE(IAC)
      DIMENSION IAC(121,61)
      DO 1 J=1,121,10
      DO 2 I=1,61
      IAC(J,I)=118
2      CONTINUE
1     CONTINUE
      DO 3 J=1,121
      DO 4 I=1,61,10
4     IAC(J,I)=468
3     CONTINUE
      RETURN $ END
      FUNCTION PHI(K1,K2)
      PHI=0.
      IF(K1.EQ.K2) PHI=1
      RETURN $ END
```

```
      PROG(INPUT,PES=INPUTOUTPUT)
      DIQBKI(51),
      DIMENSION TRO(51)
      COMPLEX AN,BN,M1,M2
      REAL LAM
      REAL P
      COMMON/AR7/RMO,RMI,RMA
      COMMON/CTA/RQBST
      COMMON/CTB/QBKI
      EXTERNAL ANX
      M1=CMPLX(1.59,-0.66)
      M2=CMPLX(1.33,0.)
      PI=3.14159265
      LAM=0.5
      K3=2.*PI/LAM
      DO 12 J=1,5
      IF (J.EQ.5) M2=CMPLX(1.59,-0.66)
      RMO=0.1
      PRINT1,J
1      FORMAT(1H ,I5)
      DO 13 K=1,4
      RO=0.
      RMO=RMO+0.1
      PRINT 2,RMO
2      FORMAT (1H,*RMO=*,F7.3)
      NPS=51
      DO 10 I=1,NPS
      RO=RO+0.04
      TRO(I)=RO
      R=RO/(0.2*J)
      IF(I.EQ.1)RMI=RO
      IF(I.EQ.1 1)RMA=RO
      IF(R.GT.12)GOTO11
      CALL ANBN(LAM,R,RO,M1,M2,AN,BN,P,S)
      BTA(I)=ANX(RO,P,S)*QBKI
      ANXIEU=ANX(RO,P,S)
      SIG=QBKI
      TANX(I)=ANXIEU
       TQBKI(I)=SIG
100    FORMAT(1X,*RO=*,F4.2,*R=*,F6.3,*BTA=*,E15.4,*ANX=*,E15.4,*SIG=*
     C E15.4)
10     CONTINUE
   11 CONTINUE
      CALL ISA1(TRO,TANX,TQBKI,BTA,NPS,K)
      CALL ARSIMP(51,0.04,BTA,SOMME,IER)
      WRITE(6,1111)SOMME,IER
 1111 FORMAT(1H,*SOMME=*,E20.5,*IER=*,I4)
      PRINT 53,S
   53 FORMAT(1X,*S=*,F6.3)
13     CONTINUE
      CALL ISA2(TRO,NPS)
   12 CONTINUE
      PRINT 112,ANXIEU
  112 FORMAT(1X,*ANXIEU=*,E15.4)
      STOP
      END
      SUBROUTINE ANBN(LAM,R,RO,M1,M2,AN,BN,P,S)
      IMPLICIT COMPLEX(C,P,U,H)
      REAL BTA(51)
      REAL ANX
      COMPLEX Z
      COMPLEX QBST,QB
      COMPLEX AN,BN,M1,M2
      COMPLEX K1,K2,K3,Y,SIN ,A
      REAL LAM,PI
      REAL QEXT
      COMMON/CTA/RQBST
      COMMON/AR7/RMO,RMI,RMA
      COMMON/CTB/QBKI
      PI=3.14159265
      K1=M1*2.*PI/LAM
      K2=M2*2.*PI/LAM
      K3=2.*PI/LAM
      X=K3*R
```

```
      INITIALISATION

POUR K2*R.

   Y=K2*R
   COS=CCOS(Y)
   SIN=CSIN(Y)
   PHI1K2R=COS
   PHI2K2R=SIN
   CSI1K2R=-SIN
   CSI2K2R=COS

POUR K3*R.

   Y=K3*R
   COS=CCOS(Y)
   SIN=CSIN(Y)
   PHI1K3R=COS
   PHI2K3R=SIN
   CSI1K3R=-SIN
   CSI2K3R=COS

POUR K1*R0

   Y=K1*R0
   COS=CCOS(Y)
   SIN=CSIN(Y)
   PHI1K10=COS
   PHI2K10=SIN
   CSI1K10=-SIN
   CSI2K10=COS

POUR K2*R0

   Y=K2*R0
   COS=CCOS(Y)
   SIN=CSIN(Y)
   PHI1K20=COS
   PHI2K20=SIN
   CSI1K20=-SIN
   CSI2K20=COS

   N=1.

   ROBSA=0.
   OBST=CMPLX(0.,0.)
   OEST=0.
        POINT DE RETOUR
   CI=CMPLX(0.,1.)

10 CONTINUE

APPLICATION DES FORMULES DE RECURENCE

POUR K2*R

   Z=K2*R
   A=(2.*N-1.)/(K2*R)
   PHI3K2R=A*PHI2K2R-PHI1K2R
   CSI3K2R=A*CSI2K2R-CSI1K2R
   PHIPK2R=-N*PHI3K2R/(K2*R)+PHI2K2R
   CSIPK2R=-(N/Z)*CSI3K2R+CSI2K2R
   PSI2K2R=PHI3K2R+CI*CSI3K2R
   PSIPK2R=PHIPK2R+CI*CSIPK2R

   PHI1K2R=PHI2K2R
   PHI2K2R=PHI3K2R
   CSI1K2R=CSI2K2R
   CSI2K2R=CSI3K2R
```

```
POUR K3*R

  Z=K3*R
  A=(2.*N-1.)/(K3*R)
  PHI3K3R=A*PHI2K3R-PHI1K3R
  CSI3K3R=A*CSI2K3R-CSI1K3R
  PHIPK3R=-N*PHI3K3R/(K3*R)+PHI2K3R
  CSIPK3R=-(N/Z)*CSI3K3R+CSI2K3R
  PSI2K3R=PHI3K3R+CI*CSI3K3R
  PSIPK3R=PHIPK3R+CI*CSIPK3R
  PHI1K3R=PHI2K3R
  PHI2K3R=PHI3K3R
  CSI1K3R=CSI2K3R
  CSI2K3R=CSI3K3R

POUR K1*R0
  Z=K1*R0
  A=(2.*N-1.)/(K1*R0)
  PHI3K10=A*PHI2K10-PHI1K10
  CSI3K10=A*CSI2K10-CSI1K10
  PHIPK10=-N*PHI3K10/(K1*R0)+PHI2K10
  CSIPK10=-(N/Z)*CSI3K10+CSI2K10
  PSI2K10=PHI3K10+CI*CSI3K10
  PSIPK10=PHIPK10+CI*CSIPK10

  PHI1K10=PHI2K10
  PHI2K10=PHI3K10
  CSI1K10=CSI2K10
  CSI2K10=CSI3K10

POUR K2*R0

  Z=K2*R0
  A=(2.*N-1.)/(K2*R0)
  PHI3K20=A*PHI2K20-PHI1K20
  CSI3K20=A*CSI2K20-CSI1K20
  PHIPK20=-N*PHI3K20/(K2*R0)+PHI2K20
  CSIPK20=-(N/Z)*CSI3K20+CSI2K20
  PSI2K20=PHI3K20+CI*CSI3K20
  PSIPK20=PHIPK20+CI*CSIPK20

  PHI1K20=PHI2K20
  PHI2K20=PHI3K20
  CSI1K20=CSI2K20

       CALCUL DES PH

  PH1=PHI2K2R
  PH2=PHI2K3R
  PH3=PHI2K10
  PH4=PHI2K20
  PH5=PHIPK2R
  PH6=PHIPK3R
  PH7=PHIPK10
  PH8=PHIPK20

       CALCUL DES CS

  CS1=CSI2K2R
  CS2=CSI2K3R
  CS3=CSI2K10
  CS4=CSI2K20
  CS5=CSIPK2R
  CS6=CSIPK3R
  CS7=CSIPK10
  CS8=CSIPK20

       CALCUL DES PS

  PS1=PSI2K2R
  PS2=PSI2K3R
  PS3=PSI2K10
  PS4=PSI2K20
  PS5=PSIPK2R
  PS6=PSIPK3R
  PS7=PSIPK10
  PS8=PSIPK20
```

```
            CALCUL DES U

      U12=PH3*PH8*K2-PH4*PH7*K1
      U11=PH3*CS8*K2-CS4*PH7*K1
      U10=PH3*PH8*K1-PH7*PH4*K2
      U9=PH3*CS8*K1-PH7*CS4*K2
      U8=PH5*PS2*K2-PS6*PH1*K3
      U7=PH5*PH2*K2-PH6*PH1*K3
      U6=CS5*PS2*K2-PS6*CS1*K3
      U5=CS5*PH2*K2-PH6*CS1*K3
      U4=PH5*PS2*K3-PS6*PH1*K2
      U3=PH5*PH2*K3-PH6*PH1*K2
      U2=CS5*PS2*K3-PS6*CS1*K2
      U1=CS5*PH2*K3-PH6*CS1*K2



            CALCUL DE AN ET BN.

      UAN=U10*U1 -U9*U3
      UAD=U10*U2-U9*U4
      UBN=U12*U5-U11*U7
      UBD=U12*U6-U11*U8

      AN=UAN/UAD
      BN=UBN/UBD
C
C     TEST DE CONVERGENCE
C
C       CALCUL DE QBK
      QB=((N+1./2.)*(AN-BN))
      IF(MOD(N,2).EQ.1)QB=-QB
      QBST=QBST+QB
C
C     TEST DE CONVERGENCE
C
      IF(CABS(QB/QBST).LT.1.E-12)GO TO 20
      N=N+1
      GO TO 10
20    CONTINUE
      RQBST=(CABS(QBST))**2
      QBK=(4./(X*X))*RQBST
      QBKI=LAM*LAM*RQBST*(1.E-08)/PI
      P=RMI
      S=(RMO-RMI)/0.69
      RETURN $ END
      FUNCTION ANX(RO,P,S)
      AA=2./3. $ FGA=GAMMA(AA)
      CO=1.E+6
      C=(3.*CO)/(FGA*S*S)
      ARG=(RO-P)/S
      ARG=-(ARG)**3
      ANX=C*(RO-P)*EXP(ARG)
C
      RETURN $ END
      SUBROUTINE ISA1(X,Y1,Y2,Y3,N,K)
      DIMENSION X(1),Y1(1),Y2(1),Y3(1)
       COMMON /JTA/Y(356 ),Z(356 ),T(356)
      DO 1 J=1,N
      J1=(K-1)*N
      Y(J+J1)=Y1(J) $ Z(J+J1)=Y2(J) $ T(J+J1)=Y3(J)
1     CONTINUE
      RETURN $ END
       SUBROUTINE ISA2(X,N)
      DIMENSION X(1)
      DIMENSION IAC(121,61)
       COMMON /JTA/Y(356 ),Z(356 ),T(356)
      EXTERNAL PHI
      DO 25 J=2,N
      IF(Y(J).LT.1.0E-25) Y(J)=1.0E-25
      IF(Z(J).LT.1.0E-25) Z(J)=1.0E-25
      IF(T(J).LT.1.0E-25) T(J)=1.0E-25
```

```
25      CONTINUE
        DO 1 K=1,3
        WRITE (6,16) K
16      FORMAT (1x,*K=*,I5)
        CALL BLANK (IAC)
        CALL AXE  (IAC)
        CALL EXTREM(X,N,XMIN,XMAX)
        R=(XMAX-XMIN)/60.
        IF(K.EQ.1) CALL EXTREM(Y,N,Y11,Y12)
        IF(K.EQ.2) CALL EXTREM (Z,N,Y11,Y12)
        IF(K.EQ.3) CALL EXTREM(T,N,Y11,Y12)
        A2=ALOG10(Y12)
        IF (A2.LT.0) GO TO 235
        IA2=A2+1
        GO TO 236
C  PLOT SUR 12 DECADES DE 0 A 120 CARACTERES
235     CONTINUE
        IA2=-IA2
236     CCC=10.**(12-IA2)
        WRITE (6,237) IA2
        DO 10 JJ=2,N
        DO 11 JK=1,4
        J1=(JK-1)*N
        U=PHI(K,1)*Y(JJ+J1)+PHI(K,2)*Z(JJ+J1)+PHI(K,3) *T(JJ+J1)
        I =X(JJ)/R-XMIN/R
        E=ALOG10(U*CCC)
        J=10.*E
        CALL LIMIT(I,J)
        IAC(J,I)=338+JK
11      CONTINUE
10      CONTINUE
237     FORMAT (1x,*IA2=*,I5)
        WRITE (6,17)
   17   FORMAT(1H1)
        DO 12 I=1,61
12      WRITE (6,160)(IAC(J,I),J=1,121)
160     FORMAT(1X,121R1)
161     FORMAT(1X,*ECHELLE*,2E10.3)
162     FORMAT (1x,*ECHELLE LOG*,2E10.3)
1       CONTINUE
        RETURN $ END
        SUBROUTINE LIMIT (I,J)
        IF(I.LE.1) I=1
        IF(I.GE.61) I=61
        IF(J.LE.1) J=1
        IF(J.GE.121) J=121
        RETURN $ END
        SUBROUTINE EXTREM(X,N,XMIN,XMAX)
        DIMENSION X(1)
        XMAX=0.
        DO 1 J=2,N
        IF(XMAX.GT.X(J)) GO TO 1
        XMAX=X(J)
        CONTINUE
        XMIN=XMAX
        DO 2 J=2,N
        IF(XMIN.LT.X(J)) GO TO 2
        XMIN=X(J)
        CONTINUE
        RETURN $ END
        SUBROUTINE BLANK(IAC)
        DIMENSION IAC(121,61)
        DO 1 J=1,121
        DO 2 I=1,61
        IAC(J,I)=55B
        CONTINUE
        RETURN $ END
        SUBROUTINE AXE(IAC)
        DIMENSION IAC(121,61)
        DO 1 J=1,121,10
        DO 2 I=1,61
        IAC(J,I)=11B
         CONTINUE
        CONTINUE
        DO 3 J=1,121
        DO 4 I=1,61,10


        CONTINUE
        RETURN $ END
        FUNCTION PHI(K1,K2)
        PHI=0.
        IF(K1.EQ.K2) PHI=1
        RETURN $ END
```

V - EXPLOITATION DES DONNEES ET RESULTATS -

Les données obtenues au cours des 6 vols de juin-juillet 1973 ont fait l'objet d'un dépouillement préliminaire immédiatement après la campagne et les résultats ont été présentés notamment à la réunion COVOS-COMESA d'Oxford, en 1974. Ils concernaient essentiellement la constante de temps de disparition des poussières (réf. 21). Afin de pouvoir faire une étude statistique plus détaillée des données, (initialement stockées sur bandes perforées puis enregistrées sur bande magnétique), un programme a été mis au point pour obtenir le signal rétrodiffusé en fonction des paramètres suivants : jour, altitude, temps, angle de visée, longueur d'onde, résolution en altitude. Les profils ont été groupés en série de 1 à 30 valeurs afin d'obtenir les profils moyens avec des temps d'intégration variables (listing n° 3 en fin de chapitre) (entre 40 s et 30 mn).

Le premier travail consiste à reconstituer le profil de l'atmosphère avant la perturbation. Nous devons, pour cela, étudier les facteurs naturels jouant un rôle dans la diffusion observée : nous évaluons d'une part, l'absorption atmosphérique jusqu'à l'altitude considérée, et le signal provenant de la diffusion Rayleigh des molécules d'air sous l'effet du faisceau laser (cela est fait à l'aide de sous-programmes corrigeant ainsi directement les données). D'autre part, la lumière provenant du Soleil est calculée. Nous indiquons, de même, la direction et le module du vent à l'altitude de passage de l'avion, ainsi que la teneur en eau de l'atmosphère. La diffusion Mie due aux aérosols naturels est déterminée à partir des résultats obtenus avant le passage de l'avion. Dans la dernière partie de ce chapitre nous étudions la perturbation créée par l'avion et ses conséquences.

V - 1. Evaluation des phénomènes naturels

1. Absorption atmosphérique

Elterman a fait le calcul de l'absorption atmosphérique en fonction de la visibilité V_n , de la longueur d'onde utilisée λ , et de l'angle zénithal de visée θ en utilisant des

résultats expérimentaux (réf. 22). Les tables donnent la valeur de τ_{ext} , épaisseur optique de l'atmosphère dans la zone d'altitude comprise entre le niveau de la mer et l'altitude visée. Nous obtenons la transmission de l'atmosphère à partir de l'expression :

$$q_{O-h}(h,\lambda,V_n) = \exp\left[-\tau_{ext}(h,\lambda,V_n \cdot \sec\theta)\right]$$

Les données d'Elterman correspondent à des intervalles de 1000 m. De façon à entrer dans le programme le facteur q^2 (de l'équation Lidar, II.2), nous avons procédé par interpolation : nous en présentons un exemple sur la figure 20 (q^2 et τ_{ext} sont calculés en fonction de l'altitude pour λ = 6943 Å , h = 15 km , V_n = 25 km , θ = 30°).

2. Diffusion Rayleigh des molécules d'air

Elle est caractérisée par la fonction de diffusion :

$$f_R(\theta,\lambda) = \sigma_R(\theta,\lambda) \cdot N_R \quad cm^{-1}\ sterad^{-1}$$

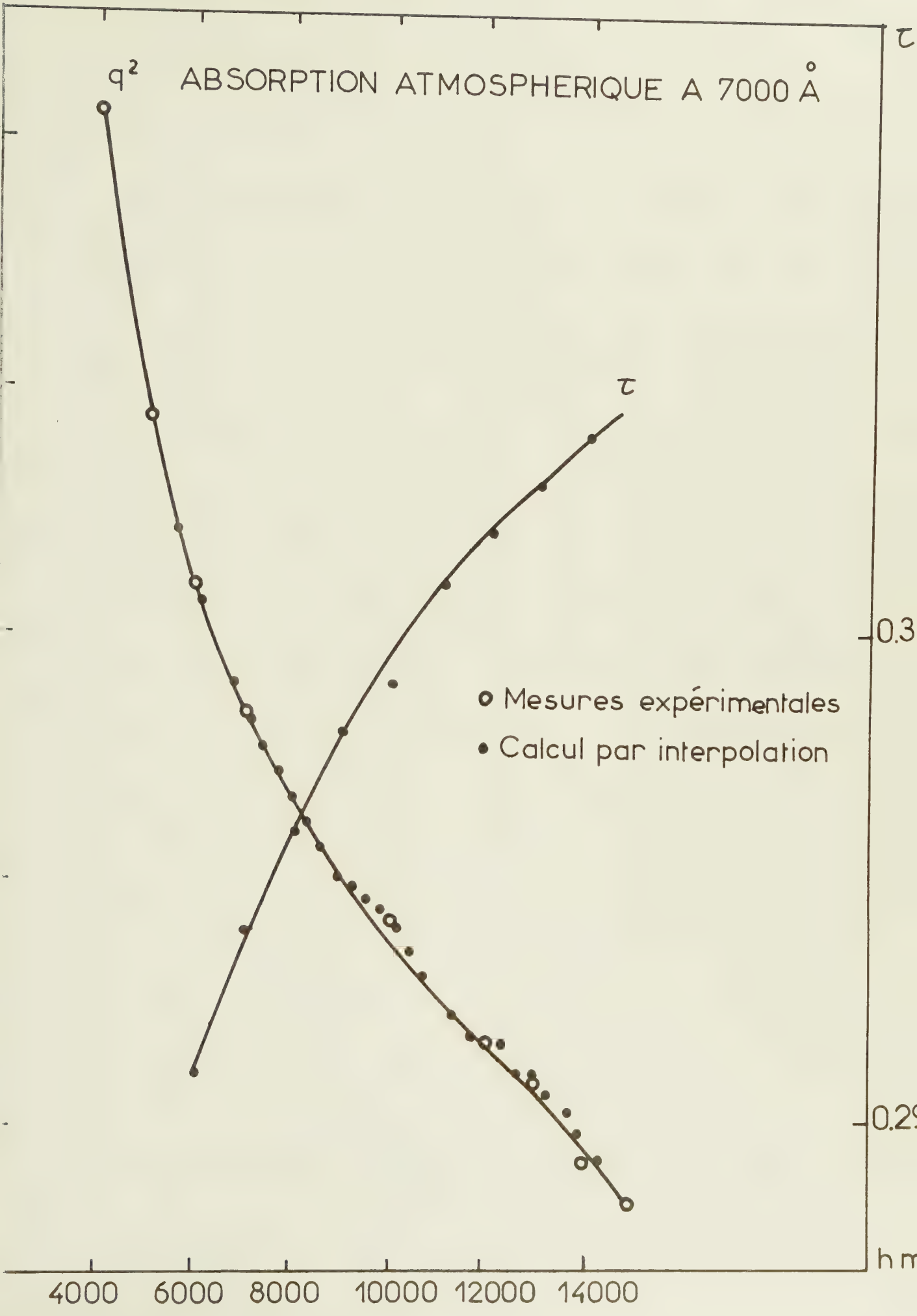
dans laquelle le terme $\sigma_R(\theta,\lambda)$,exprimé en $cm^2\ sterad^{-1}$, correspond à la section efficace de diffusion Rayleigh pour un angle d'observation θ, et une longueur d'onde λ . La concentration des molécules est donnée par N_R (cm^{-3}).

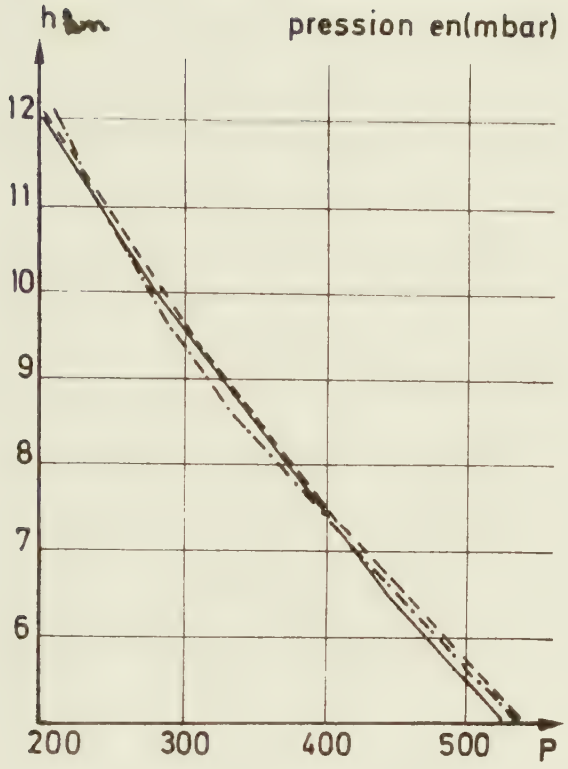
Nous présentons, en premier lieu, les résultats des sondages météorologiques dont nous déduisons $\sigma_R(\theta,\lambda)$ puis la fonction $f_R(\theta,\lambda)$ à l'aide d'un sous-programme utilisant les valeurs obtenues pour les mois de juin et juillet.

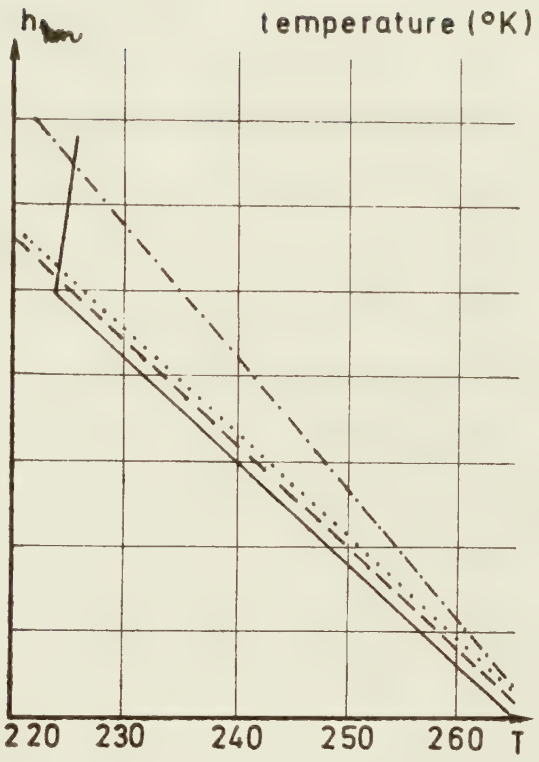
2.1 Sondages météorologiques

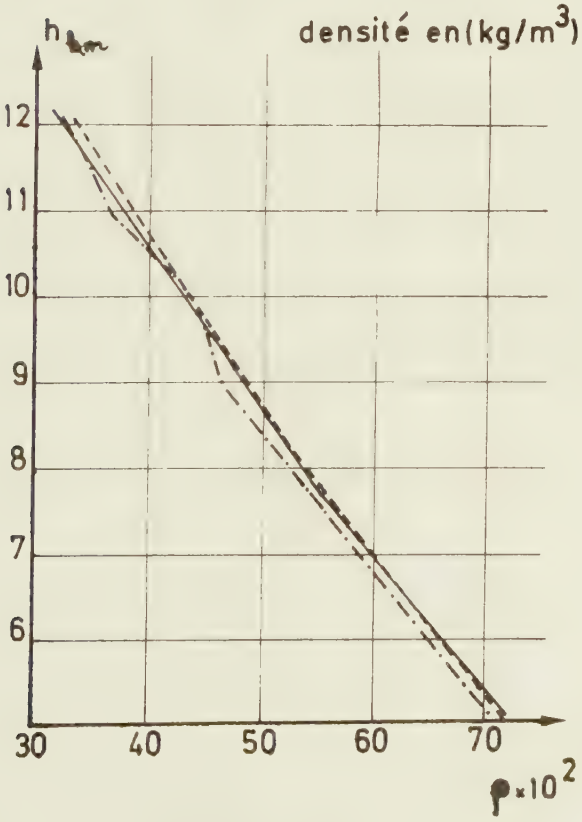
Des sondages météorologiques faits les 14, 15 juin et 18 juillet, entre 50 et 12 000 m, nous permettent d'étudier le profil des courbes représentant la masse volumique de l'air, la pression et la température.

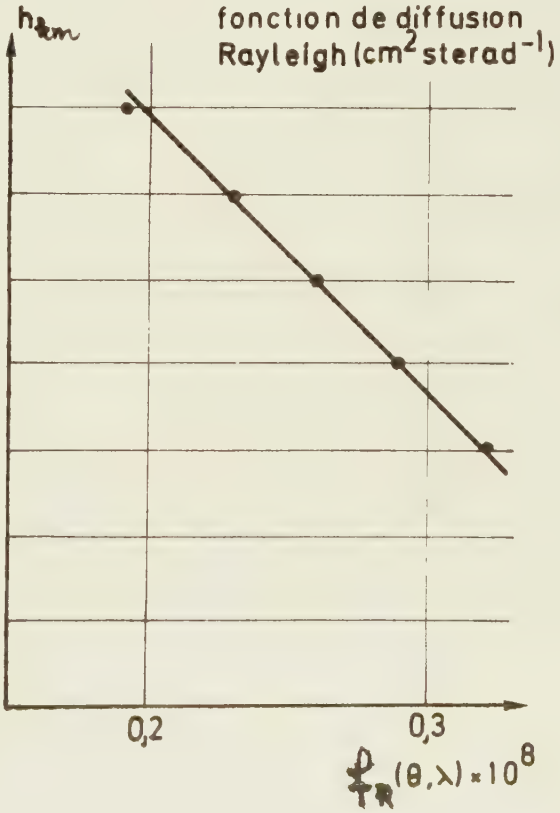
Le tableau suivant présente la valeur moyenne des données utilisées entre 5 000 et 12 000 m, et leur écart par rapport à celles du modèle "US Standard Mid-Latitude, 1962" (fig. 21).


q²
ABSORPTION ATMOSPHERIQUE A 7000 Å
τ
τ
0.3
0.2
o Mesures expérimentales
• Calcul par interpolation
h m
4000
6000
8000
10000
12000
14000









---- 14/6/1973
..... 15/6/1973
——— 18/7/1973
—.—. US standard

Altitude m	Pression en mb Ecart % US Standard	Température °K Ecart % US Standard	Masse volumique Kg/m³ Ecart % US Standard
5000	555 ± 5 1%	264 ± 3 1%	0,72 ± 0,01
6000	587 ± 5 0.2%	258 ± 2 1%	0,656 ± 0,002 0.1%
7000	426 ± 4 0.4%	250 ± 1 1%	0,592 ± 0,003 0.5%
8000	370 ± 5 0.5%	241.6 ± 0.3 1%	0,534 ± 0,005 0.1%
9000	321 ± 4 2%	233.3 ± 0.6 3%	0,482 ± 0,008 0.4%
10000	276 ± 4 1%	224 ± 1 5%	0,428 ± 0,004 2%
11000	237 ± 3 2%	220 ± 4 4%	0,37 ± 0,01 3%
12000	203 ± 2 2%	230 ± 6 1%	0,32 ± 0,01

2.2 Evaluation de $\sigma_R(\theta,\lambda)$

La section efficace est calculée grâce à l'expression de Lord Rayleigh (réf. 23) :

$$\sigma_R(\theta,\lambda) = \frac{2\pi^2}{3\lambda^4 N^2}(m^2 - 1)^2 \cdot f(\Delta) \cdot p(\cos\theta) \quad cm^2 \text{ sterad}^{-1}$$

m indice de réfraction
λ longueur d'onde utilisée
N concentration des particules
$f(\Delta)$ fonction dépendant du paramètre de dépolarisation
$p(\cos\theta)$ fonction de phase Rayleigh

Nous évaluons, en premier lieu, ces différentes fonctions afin de donner une valeur quantitative de la section efficace.

Ainsi $f(\Delta) = \frac{6 + 3\Delta}{6 - 7\Delta}$, le facteur Δ est de l'ordre de 10^{-2}, il est donc négligeable $f(\Delta) = 1$.

La fonction de phase dont la formule :

$$p(\cos\theta) = 0{,}7629(1 + 0{,}932 \cos^2\theta)$$

est valable en lumière naturelle et polarisée, correspond en rétrodiffusion ($\theta = 180°$) à $p(\cos\theta) = 1{,}4739$.

Sachant que $m^2 - 1 = 2A \times 10^{-6}$

avec $A = \frac{77{,}6P}{T} + \frac{0{,}584P}{T\lambda^2}$ $\begin{pmatrix} T & °K \\ P & mb \\ \lambda & \mu \end{pmatrix}$

Nous obtenons l'expression permettant de calculer la section efficace en fonction de la pression, de la température et de la concentration des particules :

$$\sigma(180°,\ 0.6948\ \mu) = \frac{3{,}93\ \pi^2}{\lambda^4 N^2} \cdot 10^{-12} \left| \frac{77{,}6P}{T} + \frac{0{,}584P}{T\lambda^2} \right|^2$$

La variation de σ, entre 6 et 12 km, ne porte que sur la 5ème décimale, nous pouvons donc considérer la section efficace

Rayleigh comme constante, dans cette zone d'altitude, étant donné la précision de nos mesures, soit :

$\sigma_r(\theta,\lambda) = 0,29 \times 10^{-27}$ cm^2 sterad^{-1}

2.3 Variation de la fonction de diffusion Rayleigh $f_R(\theta,\lambda) = \sigma_R(\theta,\lambda) \times N_R$

Nous venons de démontrer que la section efficace est constante dans la zone d'altitude 6-12 km, donc $f_R(\theta,\lambda)$ varie linéairement comme la concentration (fig. 21), à un facteur constant près. Il est évalué avec une erreur de 1% provenant de l'incertitude sur N_R . Les valeurs utilisées sont résumées dans le tableau suivant (nous avons introduit une correction supplémentaire pour des altitudes supérieures à 12 km où σ_R prend les valeurs $0,26 \times 10^{-27}$cm^2 sterad^{-1} et $0,23 \times 10^{-27}$ cm^2 sterad^{-1} pour 14 km et 16 km).

h km	8	9	10	11	12	14	16
$f_R(\theta,\lambda) \times 10^8$ cm^{-1} sterad^{-1}	0,32	0,29	0,26	0,23	0,19	0,12	0,08

Expérimentalement, le signal Rayleigh proportionnel à $f_R(\theta,\lambda)$ sera représenté par les droites de régression (dont le résidu est de l'ordre de 1%) calculées à partir de chaque sondage.

3. Evaluation du signal provenant du Soleil

Coulson, Dave et Sekera (réf. 24) ont traité le problème du transfert du rayonnement solaire à travers l'atmosphère. Ils ont tabulé l'intensité de la lumière solaire diffusée par les molécules d'air, i , par unité de surface (normale à la direction de propagation de l'onde) par unité de temps, de fréquence et d'angle solide. L'intensité de la lumière diffusée sera donnée par l'expression :

$I = i \cdot \Omega \cdot H_{\Delta\lambda}$

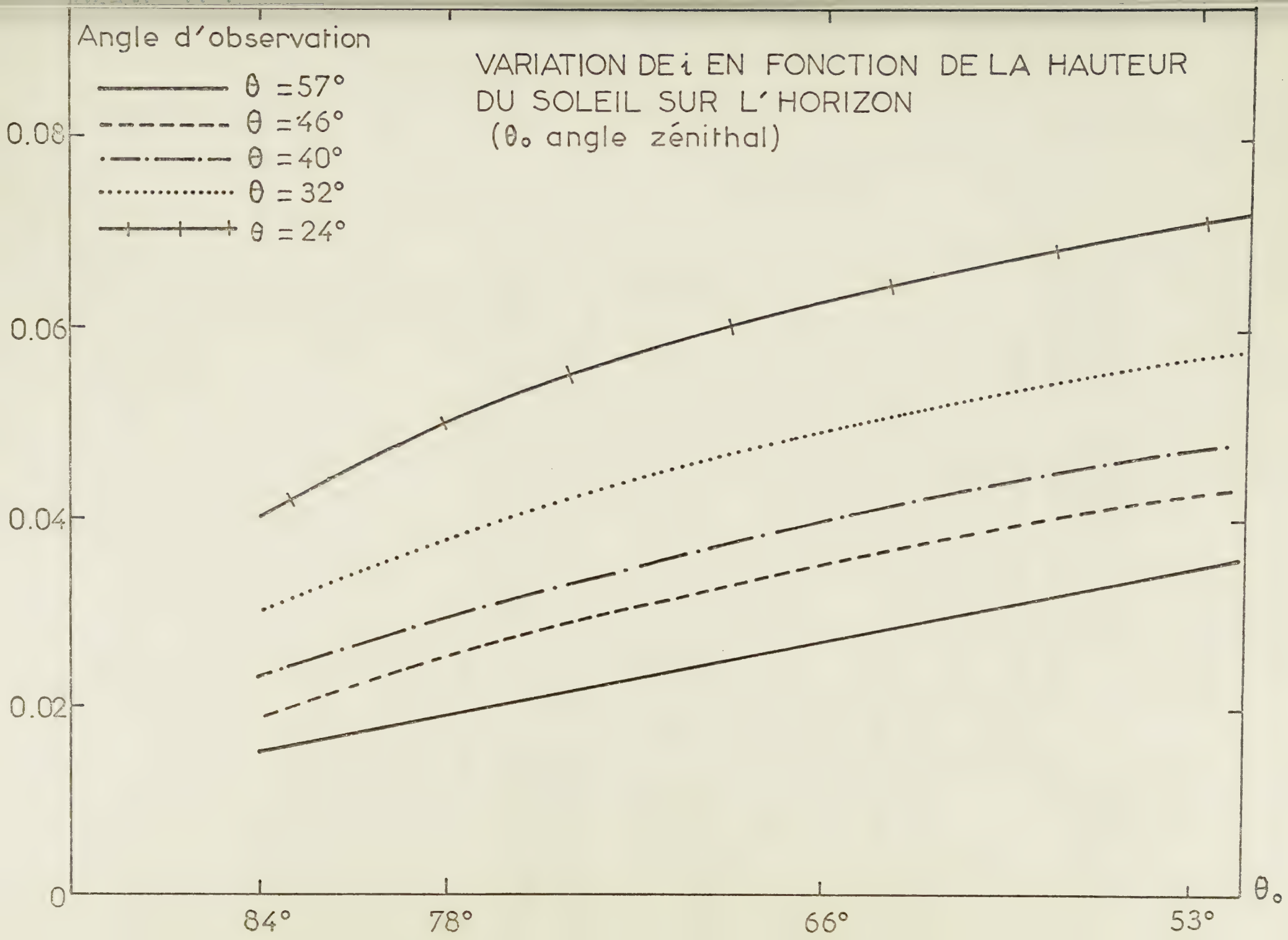

Angle d'observation
θ =57°
θ =46°
θ =40°
θ =32°
θ =24°
VARIATION DE i EN FONCTION DE LA HAUTEUR
DU SOLEIL SUR L'HORIZON
(θ₀ angle zénithal)
0.08
0.06
0.04
0.02
0
84°
78°
66°
53°
θ₀

FIG. 22

dans laquelle Ω représente l'angle solide sous lequel nous voyons la zone éclairée, et $H_{\Delta\lambda}$ le flux de la radiation extraterrestre, pour une bande passante $\Delta\lambda$. Nous avons fait varier les paramètres dans les limites suivantes :

- l'albedo : au-dessus de la mer (étant donné le lieu d'observation) $A = 0.8$
- l'épaisseur optique au niveau de la mer :
  pour $\lambda = 6943$ Å $\tau = 0.05$
  pour $\lambda = 3472$ Å $\tau = 0.5$
- la direction d'observation donnée par :
  l'angle zénithal $\theta = 24°, 32°, 40°, 46°, 57°$
  l'angle azimutal $\phi = 0°$
- la direction du Soleil :
  l'angle azimutal $\phi_o = 0°$
  l'angle zénithal $\theta_o = 53°, 66°, 78°, 84°$

Nous présentons, à titre d'exemple, les courbes $i = f(\theta, \theta_o)$ pour $\lambda = 6943$ Å (fig. 22) : la variation de la lumière diffusée est d'autant plus forte que l'observation se fait plus près de l'horizon (ainsi à θ_o variant de 53° à 84°, correspond un gain d'intensité de 130% pour un angle d'observation de 57° et de 83% pour $\theta = 24°$).

L'intensité totale diffusée est calculée en utilisant d'une part, les conditions expérimentales résumées dans le paragraphe III.1 (en particulier l'angle solide $\Omega = \pi \cdot 10^{-6}$ est donné par le champ du télescope) d'autre part, un flux total de radiation extraterrestre $H_o = 1390$ Wm^2 (soit $H_{\Delta\lambda}$, tables 16.1 de Handbook of Geophysics, réf. 23).
Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

λ	6943 Å	3472 Å
$H_{\Delta\lambda}$	1462 W/m^2 - 100 Å = $0,36 \times 10^{12}$ ph/0,07 m^2-10Å-µs	5.66 W/m^2 - 100 Å = $0,7 \times 10^{12}$ ph/0,07 m^2-50Å-µs
i	$0,015 < i < 0,074$	$0,009 < i < 0,27$
I signal Rayleigh dû au Soleil	$2 \times 10^4 < I < 8 \times 10^4$ ph/µs	$2 \times 10^4 < I < 6 \times 10^5$ ph/µs
I signal Rayleigh dû au Laser	2×10^6 ph/µs	10^5 ph/µs

Nous avons porté sur ce tableau les valeurs extrêmes de l'intensité du signal Rayleigh dû au Soleil par rapport au signal Rayleigh dû au Laser. Elle est négligeable pour λ = 6943 Å, mais ne le devient, pour 3472 Å, qu'à la fin du crépuscule. Cette lumière parasite, directement proportionnelle au champ du système de réception peut être diminuée en réduisant celui-ci, à condition d'être capable de maintenir avec une précision suffisante l'alignement entre l'émission et la réception.

4. Teneur en eau de l'atmosphère

A titre indicatif nous pouvons évaluer la concentration des molécules d'eau ou de glace pouvant être présentes dans la zone d'altitude perturbée par l'avion. Nous utilisons l'équation des gaz parfaits : la concentration de l'eau N est exprimée en moles/cm^3. Les différents paramètres, pour les 3 altitudes choisies sont : la pression partielle de la vapeur d'eau P_V , la température T et la pression P de l'atmosphère.

h	T	P_{atm}	$P_{v\ atm}$	Nm/cm^3 glace	Nm/cm^3 eau
1 km	280°K	1	0.017		4×10^{17}
5 km	260°K	0.6	2×10^{-3}	4×10^{16}	4×10^{16}
10 km	220°K	0.2	4×10^{-5}	10^{14}	

Nous calculons et utilisons, dans la troisième partie de ce chapitre, la concentration de vapeur saturante, et le rapport de mélange saturant afin d'évaluer la durée des traînées de condensation derrière l'avion.

5. Evaluation des vents

Les sondages météorologiques, faits chaque jour, nous ont permis de tracer la direction et le module de la vitesse du vent résultant (fig. 23). Malheureusement, ces résultats ont été obtenus plusieurs heures avant le passage de l'avion. Nous avons également représenté, sur cette figure, les résultats de l'étude statistique des vents pour le mois de juillet. Dans ces données, les mesures correspondent au vent moyen calculé dans une tranche de 500 m au-dessous de la valeur considérée. Nous remarquons qu'en moyenne, entre 10 000 m et 11 000 m, le vent résultant a un module compris entre 12 et 13 m/s, une direction rapportée au nord géographique de 290°.

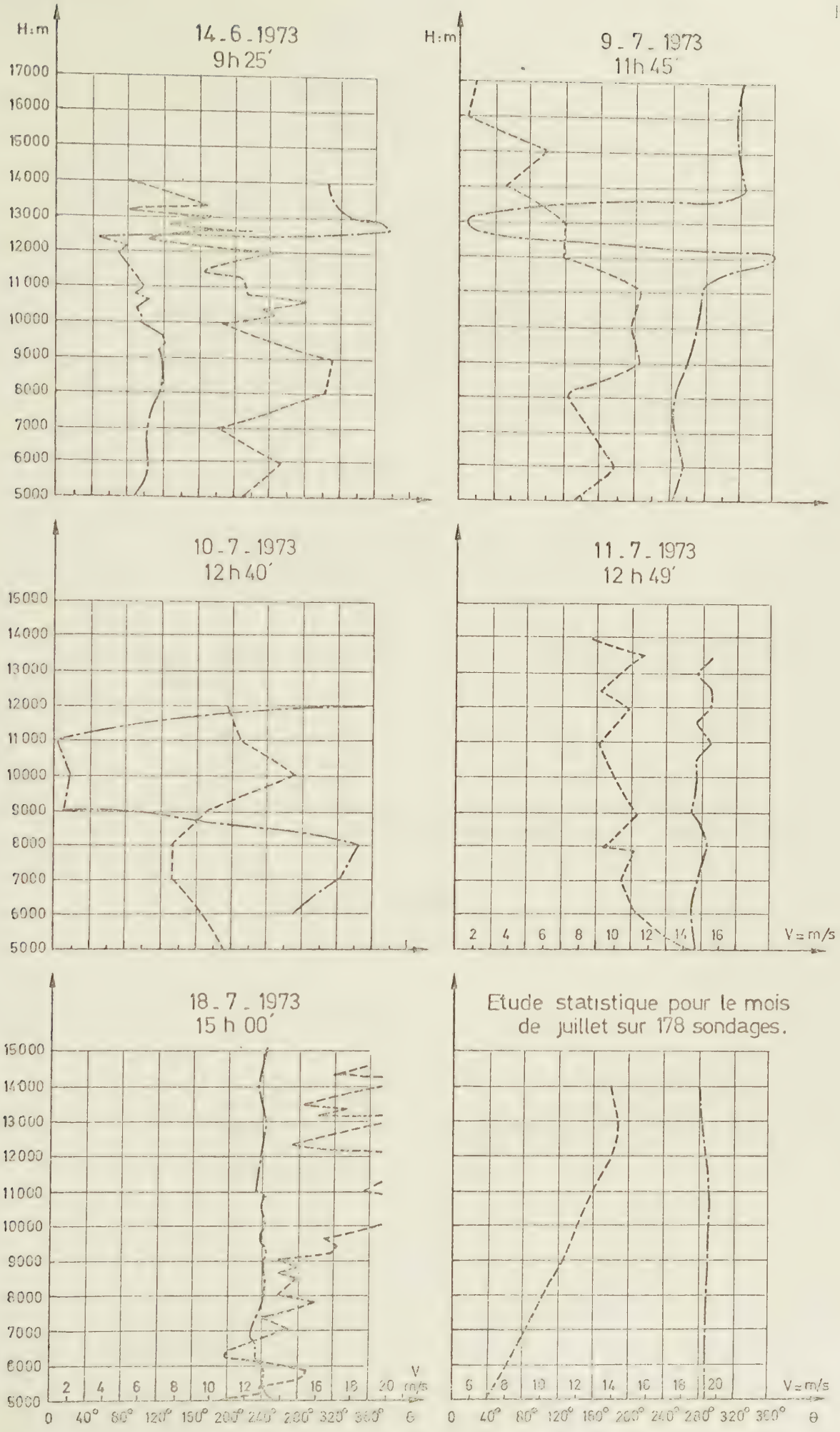
V - 2. Présentation des résultats

L'intensité du signal recueilli par le télescope (II.2) peut être exprimée de façon simplifiée par :

$$I = K \cdot F(d,\Delta d) \cdot f(\theta,\lambda)$$

Ces trois facteurs étant :

K : constante expérimentale (qui dépend de l'énergie émise I_o, de la surface du télescope A, de la transmission de l'instrument



——— θ = direction du vent rapportée au nord géographique

$F(d,\Delta d)$: fonction de l'altitude de visée et de la résolution en distance

$f(\theta,\lambda)$: fonction de diffusion du milieu considéré.

Notre but est de chiffrer ce dernier terme et d'en déduire la concentration en aérosols de l'atmosphère, avant et après le passage de l'avion. Le signal obtenu est donné directement en termes de diffusion ; ainsi, au signal reçu par la surface du télescope, I, correspond un courant i , fourni par le photomètre tel que :

$$i = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot G \cdot \sigma \cdot \rho \cdot \Omega \cdot I$$

où G est le gain du photomultiplicateur
ρ le rendement quantique 0.05
σ le rendement de l'optique 0.2
Ω l'angle solide du récepteur

Ces divers paramètres, dans les conditions expérimentales, nous donnent :

$$I = \frac{10^9}{G} i$$

Les résultats obtenus à partir des bandes magnétiques ont donc été multipliés dans le "programme exploitation" par ce facteur.

1. Tracé des courbes

Nous calculons, pour toutes les données, l'expression :

$$\frac{I}{F(d,\Delta d)} = K\, f(\theta,\lambda)$$

K n'est pas déterminé directement avec précision (aucune mesure d'aérosols in situ et simultanée n'a été faite pour calibrer le lidar) et il varie d'une mesure à l'autre, avec l'énergie du laser. Nous en donnerons la valeur, à 15% près, pour chaque jour (V.2.2).

La fonction de diffusion est la somme des fonctions de diffusion Rayleigh et Mie

$$f(\theta,\lambda) = f_R(\theta,\lambda) + f_M(\theta,\lambda)$$

Nous évaluerons le rapport de diffusion

$$R = \frac{K\left|f_R(\theta,\lambda) + f_M(\theta,\lambda)\right|}{K\, f_R(\theta,\lambda)} = 1 + \frac{f_M(\theta,\lambda)}{f_R(\theta,\lambda)}$$

Connaissant la valeur de la fonction $f_R(\theta,\lambda)$ (V.1.2.3.) nous en déduisons la contribution des aérosols :

$$f_M(\theta,\lambda) = (R - 1)\, f_R(\theta,\lambda) \quad cm^{-1}\ sterad^{-1}$$

Nous avons représenté graphiquement, grâce à un sous-programme, les variations de cette fonction de diffusion en procédant de la manière suivante : nous traçons une première série de courbes correspondant à l'expression $Kf(\theta,\lambda)$. Nous avons cherché à éliminer les anomalies provoquées par des parasites, qui se manifestent par le remplissage aléatoire et ponctuel d'un canal de la chaîne de mesure. Le critère d'élimination repose sur le fait que la constante de temps du phénomène ne peut expliquer l'apparition d'un signal important de façon très localisée (1 canal) et non reproductive (1 tir laser). Ensuite, et pour chaque courbe, la contribution due aux molécules d'air sera représentée par la droite de régression correspondante (V.1.2.3) et le rapport de diffusion est évalué tous les 300 m, entre 6000 et 14000 m. Chaque série présente une zone "propre" où la densité d'aérosols est faible ou nulle ($N < 0{,}1$ p/cm^3, $R \underset{\sim}{\simeq} 1$). La visualisation du signal en permet le repérage facile : elle se situe en général vers 8000 m. La droite représentant le signal Rayleigh passera par les points correspondant à ce minimum.

2. Calcul d'erreur

Les conditions expérimentales n'ont pas permis l'exploitation des données obtenues à 3472 Å. En effet, le survol de la station par Concorde, prévu au crépuscule, eut lieu plus tôt (les premiers sondages sont faits vers 18 h 45). Le signal

dû au fond de ciel, à la longueur d'onde du rubis doublé, encore très important (alors qu'il est négligeable à 6943 Å V.1.3) a rendu ces mesures impossibles. Les profils obtenus de nuit, à 3472 Å, étaient tout à fait satisfaisants et les mesures faites de jour, auraient pu être utilisables avec un meilleur rendement de doublage en fréquence et un champ de visée plus petit ($< 10^{-4}$ rad). Malheureusement les conditions n'ont pu être réalisées à temps pour la campagne Environnement.

Nous limitons, donc, le calcul d'erreur à 6943 Å et rencontrons trois sources d'erreur :

- pour l'évaluation de l'absorption atmosphérique et du facteur de diffusion Rayleigh nous admettons, avec Collis (réf. 8) que les valeurs de τ_{ext}, données par Elterman, induisent une erreur au maximum de 6%, pour une altitude visée de 10 à 20 km. L'incertitude sur le facteur $f_R(\theta,\lambda)$ est de 1% (V.1.2.3).
- l'erreur expérimentale provient essentiellement de la variation statistique, en distribution de Poisson, de l'émission du laser. Nous la calculons à partir des fluctuations du signal Rayleigh reçu, pour plusieurs tirs consécutifs, avec une résolution en altitude de ± 150 m : elle est de 4%. Le bruit provenant du photomultiplicateur est négligeable (il correspond à un courant de 10^{-9} A, alors que la valeur minimale du signal est de 10^{-6} A).
- une autre source d'erreur provient du choix de la zone "propre" et des droites de référence (V.2.1) qui correspondent d'une part, aux valeurs théoriques de la diffusion Rayleigh, d'autre part, aux valeurs expérimentales obtenues à partir de chaque sondage. Les premières, évaluées avec une erreur maximale de 0.1%, sont fonction de l'altitude : $f_R(\theta,\lambda) = a'h + b'$. Les droites de régression tracées à partir des courbes expérimentales ayant un résidu de l'ordre de 1% représentent la variation de :

  $$K\, f_R(\theta,\lambda) = ah + b$$

L'incertitude introduite est due à la présence éventuelle d'aérosols dans la zone d'altitude choisie pour définir la droite (la diffusion Mie peut provoquer une augmentation du signal allant jusqu'à 10% (V.3.1) : La pente de la droite

est alors modifiée, ainsi que l'ordonnée à l'origine b).
Nous pouvons donner un ordre de grandeur de cet écart en étudiant les variations du facteur K :

$$\left[\frac{K\, f_R(\theta,\lambda)}{f_R(\theta,\lambda)}\right]_{h=0} = \frac{b}{b'}$$

En moyennant ces valeurs pour chaque jour, nous l'évaluons à 15% près :

	14 juin	9 juillet	10 juillet	11 juillet	18 juillet
$K \times 10^{-21}$	10 ± 2	30 ± 5	10 ± 2	60 ± 10	10 ± 2

Les faibles valeurs obtenues les 14 juin, 10 et 18 juillet, peuvent provenir d'une énergie plus faible du laser, les valeurs supérieures des 9 et 11 juillet peuvent s'expliquer par la présence d'aérosols avant 12000 m (V.3.2).

Ces droites dont le choix est influencé par la présence d'aérosols naturels, représentent à chaque instant le signal provenant du ciel et permettent l'évaluation des aérosols artificiels. Par cette méthode de calcul, l'étude des poussières émises par l'avion est donc plus précise : le rapport de diffusion est évalué à 4% près.

L'erreur sur $f(\theta,\lambda)$ est de 5% ; pour les concentrations d'aérosols naturels obtenues au-dessus de 12000 m, l'erreur introduite est supérieure à 6% . Nous noterons, par ailleurs, que toute valeur du rapport de diffusion inférieure à 1, ne correspond à aucune réalité physique mais, (étant donné la barre d'erreur), à l'incertitude sur le choix de la zone "propre".

V - 3. Profil des aérosols dans une atmosphère non perturbée

Nous utilisons, pour cela, les sondages effectués avant le passage de l'avion. Nous déterminons ainsi, pour chaque expérience, les profils verticaux d'aérosols et plus précisément leur concentration, dans le couloir aérien utilisé par Concorde. Cette concentration est donnée par la mesure du rapport de diffusion R , en utilisant la fonction de diffusion Rayleigh $f_R(\theta,\lambda)$ (V.1.2 - Tableau V.1.2.3) :

$$f_M(\theta,\lambda) = (R - 1)\, f_R(\theta,\lambda)$$

$f_M(\theta,\lambda)$ dépend de la section efficace des aérosols naturels et de leur distribution en taille (II.2). Les hypothèses utilisées correspondent à des particules d'indice moyen $m = 1.54$ (caractérisant le silicate). Cet indice est très proche de celui du sulfate d'ammonium et du chloride de sodium. Il constitue l'indice type d'une large classe d'aérosols, de rayon critique 0.07 μ . La distribution en taille est celle des aérosols de "type continental" (IV.1.2). La fonction de diffusion est calculée grâce au programme mis au point (IV.1.3.4) et nous l'obtenons en fonction de la concentration totale des particules N_M :

$$f_M(180°,\ 0.7\ \mu) = 3 \times 10^{-10}\ N_M\ cm^{-1}\ sterad^{-1}$$

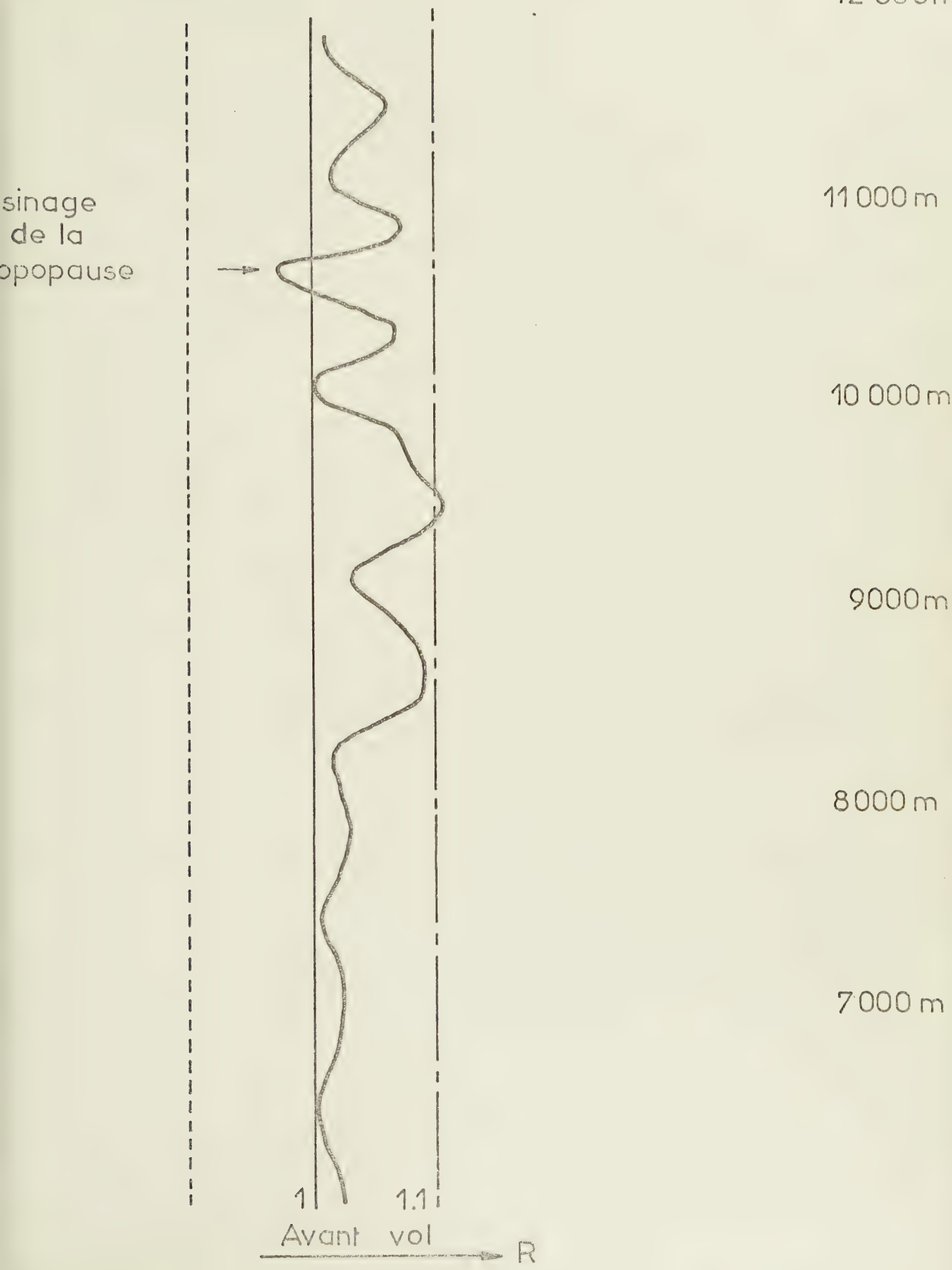
d'où $N_M = 10^9 \times 3{,}3\ (R - 1)\ f_R(\theta,\lambda)$ $\quad cm^{-3}$

1. Recherche des minima d'aérosols

La figure 24 présente un profil obtenu entre 6000 m et 12000 m, avant le passage de l'avion ; pour chaque jour, ces profils seront comparés aux sondages de l'atmosphère perturbée (voir paragraphe suivant). Nous remarquons que le rapport de diffusion, voisin de 1 entre 7000 m et 8000 m, peut atteindre 1.1 (soit une augmentation du signal de 10%) au-dessus de 9000 m. Sa valeur minimum vers 10000 m - 11000 m, est compatible avec les résultats des mesures de routine sur les aérosols naturels qui montrent un minimum à l'altitude de la tropopause (réf. 5). Nous avons vérifié ce résultat : le niveau de la tropopause a été mesuré par les sondages météorologiques le 14 juin à 5 h 30, et le 18 juillet à 15 h.

FIG. 24

SONDAGE VERTICAL AVANT VOL DU 10/7



Le tableau suivant indique la variation de l'altitude de ce minimum d'aérosols, au voisinage du crépuscule :

Jours	Sondages météo. Position de la Tropopause	Position du minimum		
		18 h	19 h	20 h
14/6	12200 m à 5 h 30	11900 m	12300 m	12300 m
9.7		11900 m	11300 m	11100 m
10/7		10700 m	11100 m	11100 m
11/7		10700 m	11100 m	11100 m
18/7	10400 m à 15 h	10700 m	11300 m	

Nous remarquons que ce minimum se déplace en fonction du temps, et plus fréquemment vers le haut. Les 3 séries de résultats correspondent à la moyenne des mesures effectuées avant, pendant et après le passage de l'avion.

2. Recherche des maxima d'aérosols

Les observations n'ont été faites que par temps très clair (V = 25 km) et nous n'avons détecté qu'une seule fois une augmentation de signal vers 10 km correspondant au passage d'un cirrus. Des maxima d'aérosols se situent, en général, au-dessus de 12000 m et nous avons résumé, dans le tableau suivant, leur altitude, la valeur correspondante du rapport de diffusion et la concentration de particules que l'on en déduit (V.3). (Cette dernière est évaluée à 6% près et nous en donnons une valeur moyenne).

Jours	Altitude	Rapport de diffusion	Concentration des particules
14/6	15716 m	1,7	1,8 p/cm^3
9/7	11490 m	1,2	1,2 p/cm^3
10/7	14173 m	1,3	1,1 p/cm^3
11/7	11579 m 13600 m	1,2 1,5	1,2 p/cm^3 2,1 p/cm^3
18/7	14173 m	1,9	3,5 p/cm^3

Nous remarquons la présence d'un maximum d'aérosols au-dessous de 12000 m, les 9 et 11 juillet, ce qui explique la valeur élevée que prend le facteur K pour ces 2 jours (V.2.3).

3. Concentration d'aérosols au voisinage du passage de l'avion

Entre 10000 m et 11000 m le nombre moyen des particules détectées au cours des 5 jours est compris entre 0,1 et 0,3 p/cm^3 (ce qui correspond à des valeurs de R comprises entre 1,01 et 1,03, donc à une augmentation de 1 à 3% du signal, négligeable étant donné la barre d'erreur).

En conclusion, l'étude des profils obtenus met en évidence deux minima d'aérosols (l'un vers 7000 m - 8000 m, l'autre au voisinage de la tropopause) et unmaximum au-dessus de 12000 m qui présente une stabilité de l'ordre de l'heure et qui correspond à une densité de 1 à 3 p/cm^3.
Enfin, la concentration des aérosols est négligeable à l'altitude du couloir aérien.

V - 4. Perturbation créée par l'avion

Nous opérons comme précédemment et nous déduisons la concentration des particules à partir de :

$$f_M(\theta,\lambda) = (R - 1)\, f_R(\theta,\lambda)$$

Nous utilisons les hypothèses suivantes, justifiées au chapitre IV. Les particules de carbone sont sphériques, de rayon critique 0,2 μ, entourées ou non d'eau. La fonction de diffusion Mie est liée à la concentration des particules N_M, par un facteur de proportionnalité k dont nous donnons la valeur, en fonction de la couronne d'eau :

ρ	0,2	0,4	0,6	0,8	1
$\frac{f_M(\theta,\lambda)}{N_M} = k$ $cm^2\ sterad^{-1}$	3×10^{-9}	$2,7 \times 10^{-10}$	5×10^{-11}	10^{-11}	$5,6 \times 10^{-12}$

Il est intéressant de comparer ces valeurs à celle qui correspond aux aérosols naturels : 3×10^{-10}. Ce rapport 50 pour ρ = 1 provient des différences d'indice et de répartition en taille.

Le paramètre expérimental $f(\theta,\lambda)$, sortant des données brutes, et le rapport de diffusion R, sont liés à la concentration par :

$$N = \frac{(R - 1)\, f_R(\theta,\lambda)}{k}$$

La variation du rapport de diffusion, autour de la zone d'altitude qui nous intéresse (8000 - 12000 m) a été étudiée avec des temps d'intégration variant de 40 s à 30 mn, et des intervalles d'intégration en altitude de 300 m à 2400 m,

1. Influence des facteurs naturels

Nous résumons les caractéristiques des vols dans le tableau suivant :

Jour	14/6	9/7	10/7	11/7	18/7
Heure d'observation	19 h 39	19 h 34	19 h 34	19 h 31	19 h 01
Altitude de vol ± 150 m	10500 m	10800 m	10900 m	10700 m	10200 m

Le plan de vol nous a permis de déterminer la direction de l'avion, au moment de l'observation : rapportée au nord géographique elle est de 290°; sa vitesse est voisine de 1200 km/h.

Nous remarquons, étant donné la divergence du laser, que la zone éclairée correspond à un diamètre d'environ 14 m et le sillage, au début du sondage, a, au minimum, une largeur de 100 m.

1.1 Formation d'une traînée visible

La quantité d'eau éjectée par l'avion (2×10^{13} moles/cm^3 après 1.2 mm) correspond à la concentration moyenne dans l'atmosphère (II.2, V.1.4).

Une étude a été faite par Doury (réf. 25) sur la formation des traînées de condensation. Etant donné le débit de vapeur d'eau des réacteurs du Concorde et les conditions météorologiques qui indiquent la concentration de vapeur saturante et le rapport de mélange, on en déduit la largeur et la durée des traînées pour une altitude de vol de 16 km. Nous utiliserons ces résultats afin de faire une étude qualitative d'un vol troposphérique vers 10 km.

Nous résumons, dans le tableau suivant, les paramètres utilisés :

Jour	Temp. °C	h_m	Pression en mb	Rapport de mélange saturant gg^{-1}	Teneur en eau naturelle gg^{-1}
US Standard	- 50°C	10 km	264 mb	$9.2\ 10^{-5}$	$2,2\ 10^{-5}$
14/6 Sondage météo.	- 52°C	10 km	264 mb	7×10^{-5}	$2,2\ 10^{-5}$
18/7 Sondage météo.	- 48°C	10 km	264 mb	10^{-4}	$2,2\ 10^{-5}$

A partir du rapport de mélange saturant, de la teneur en eau naturelle et du débit de l'avion, nous obtenons les estimations des durées probables des traînées de condensation pour les conditions météorologiques correspondant au modèle de l'US Standard 1966, ($T° = - 50°C$ à 10 km) la disparition du nuage se fait en 260 s. Le 14 juin, par rapport aux conditions normales, la température est plus faible ce qui abaisse le rapport de mélange saturant ; en effet, la traînée a été visible pendant 400 s.

Le 18 juillet, au contraire, la température est plus élevée d'où une augmentation du rapport de mélange saturant ; la traînée a disparu en moins de 150 secondes.

1.2 Influence du vent

Les sondages météorologiques et nos expériences n'ont malheureusement pas eu lieu simultanément. Le module et la direction du vecteur vent varient rapidement en fonction de l'altitude, nous ne pouvons en déduire de façon précise, son influence

sur le déplacement de la traînée. Nous résumons ici les caractéristiques des vents dominants :

Jours	Heures des sondages météo.	Direction rapportée au nord géométrique	Module	Angle du vecteur avec la direction de l'avion
14/6	9 h 25	60°	13 m/s	150°
9/7	11 h 45	200°	11 m/s	90°
10/7	12 h 40	8°	11 m/s	95°
11/7	12 h 49	284°	9 m/s	6°
18/7	15 h	244°	20 m/s	165°

L'étude statistique, faite sur le mois de juillet, donne une direction de vent parallèle au vecteur vitesse de l'avion. Nous avons vérifié, d'autre part, que la traînée blanche, visible pendant 8 minutes le 14 juin, restait strictement dans le champ du télescope et il nous est permis de penser qu'il en fut de même après la disparition du nuage visible, pendant toute la durée de l'observation. Nous l'admettrons également pour les autres jours. Nous n'avons d'ailleurs jamais détecté de diminution brusque du signal, conséquence d'un déplacement hors du champ de visée, du nuage de particules émis par Concorde.

2. Resultats

Nous avons étudié la variation du rapport de diffusion en fonction du temps, de 6000 m à 12000 m, puis plus précisément, au niveau du couloir aérien. L'étude des perturbations créées dans le sillage de l'avion sera faite avec des domaines d'intégration variables en altitude et en temps. Nous en déduisons

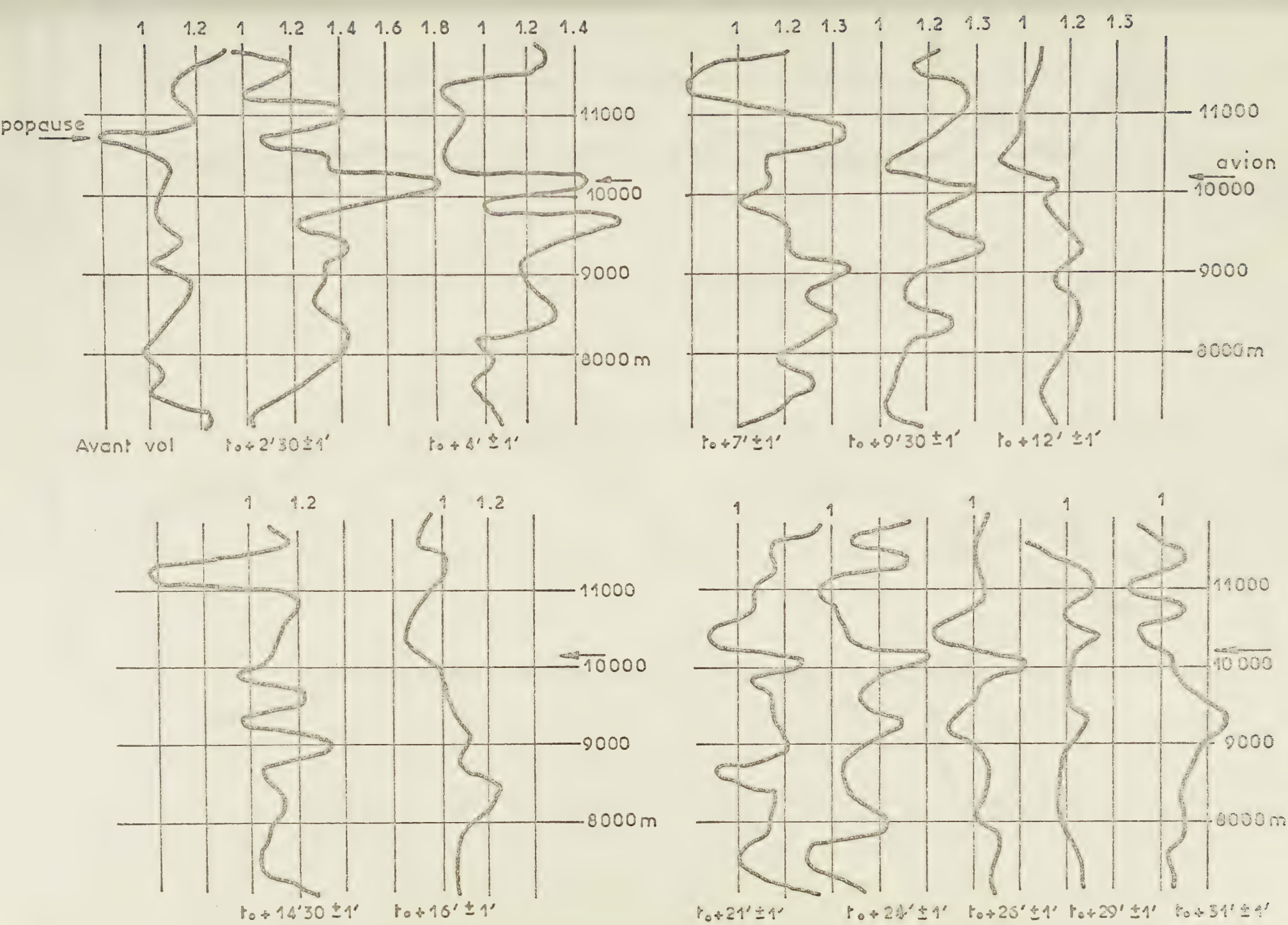
une abondance de poussières, en utilisant les hypothèses choisies dans les chapitres précédents.

2.1 Présentation des profils verticaux

Nous présentons quelques exemples de sondages verticaux afin d'illustrer les résultats obtenus (fig. 25 à 30). Nous avons porté en abscisse le rapport de diffusion R , et en ordonnée l'altitude. t_o est l'instant de formation de la traînée à l'endroit considéré ; les profils correspondent à des observations effectuées dans les premières minutes suivant l'instant initial (t_o + x minutes). Nous les comparons au signal reçu par l'atmosphère non perturbée. La première figure illustre les données du 18 juillet, calculées avec une résolution en temps de une minute. L'ébranlement crée par le passage de l'avion (jusqu'à t + 30 mn) est mis en évidence par la grande variabilité du rapport de diffusion : aucune loi ne semble apparaître, toute la zone d'altitude est perturbée, (le minimum d'aérosols, au voisinage de la tropopause disparaît). La répartition des particules du milieu perturbé se traduit par un déplacement des minimums et maximums d'aérosols : de 2 minutes à 7 minutes après le passage de l'avion, nous voyons distinctement un maximum à 10200 m qui se divise et se propage dans l'atmosphère avec une vitesse verticale de l'ordre de 400 mètres par minute. Cet effet serait lié aux tourbillons induits par la portance et qui prennent naissance à chaque extrémité des ailes. La dispersion dans le sillage, pendant les premières dizaines de secondes suivant le passage de l'avion, est liée à ce régime tourbillonnaire (tableau 1). La durée et l'intensité de la turbulence ainsi créées dépendent du poids et de la vitesse de l'avion, de l'allongement de l'aile, du facteur de charge et de la densité de l'air (les pilotes connaissent l'effet de cette "traîne" turbulente, et des mesures ont été faites enregistrant des courants verticaux dont la vitesse peut atteindre 500 m/mm).

L'étude de ce qui se passe à l'altitude de l'avion est faite de façon plus approfondie au paragraphe suivant. Sur les figures 26 à 30, nous comparons les sondages obtenus après le passage de l'avion avec un temps d'intégration de 4 mn, 5 mn ou 6 mn, aux échos observés "avant" et "après" le vol. Nous les commentons brièvement pour chaque jour.

14.6.73 : le profil de l'atmosphère non perturbée est essentiellement un signal Rayleigh (la courbe est tangente à la droite R = 1). Le passage de l'avion crée un remplissage de la zone d'altitude 10000 - 11000 m qui se conserve pendant toute la durée des observations (t_o + 1 h 50) provoquant une augmentation du signal de 50% (R = 1,5).



SONDAGES VERTICAUX DU 18/7/73

FIG. 25

VOL DU 14/07/1975

FIG 26

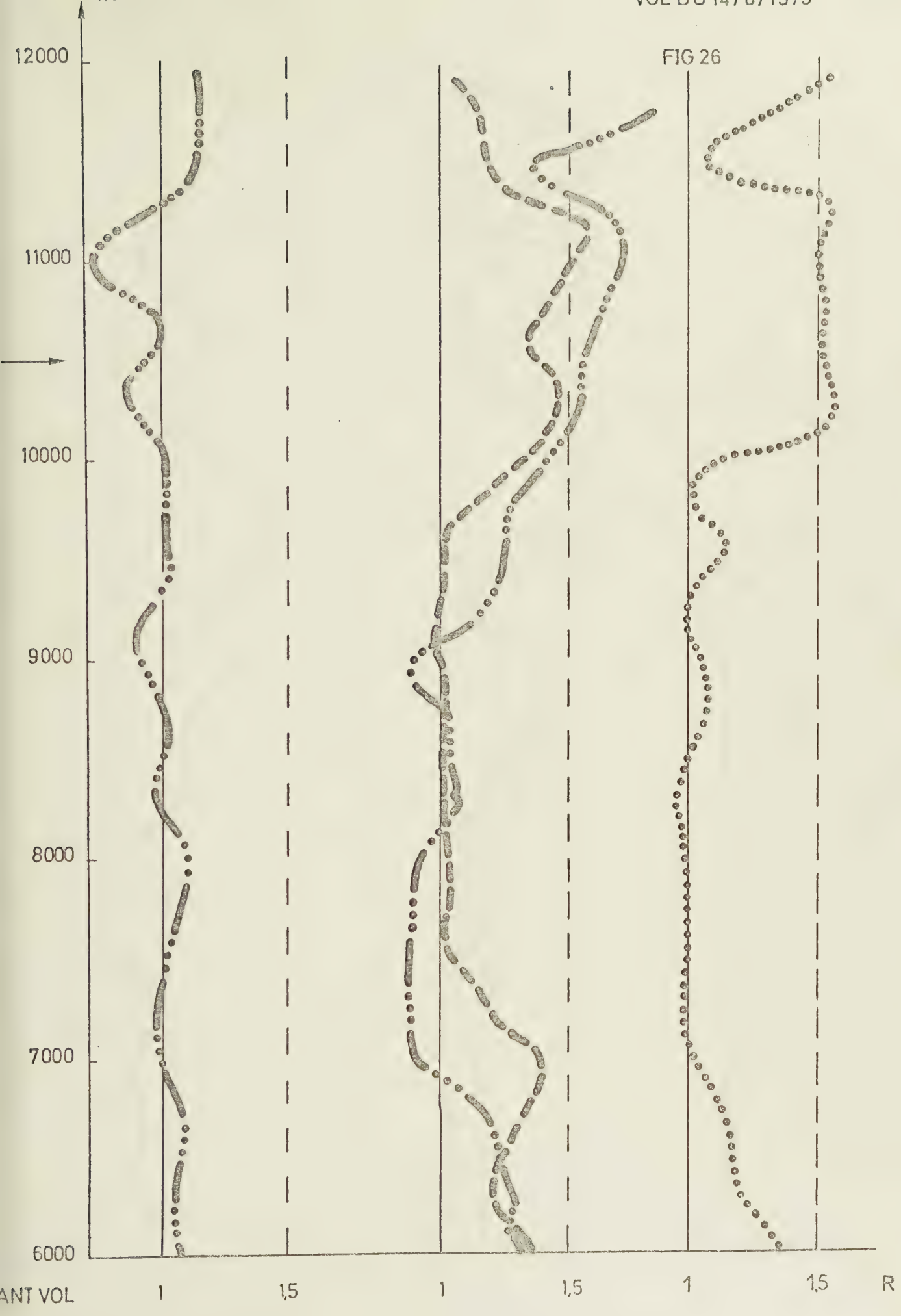
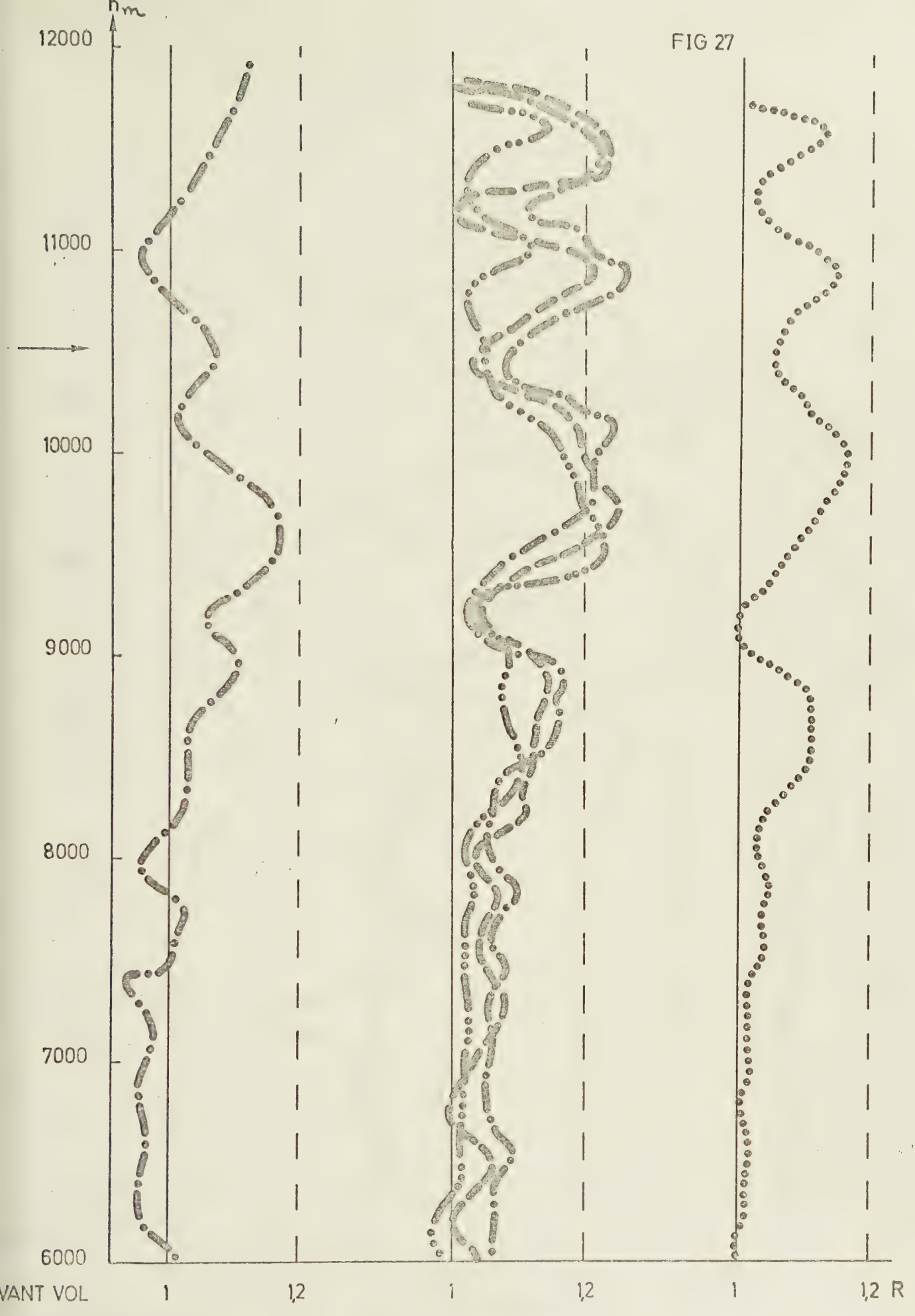
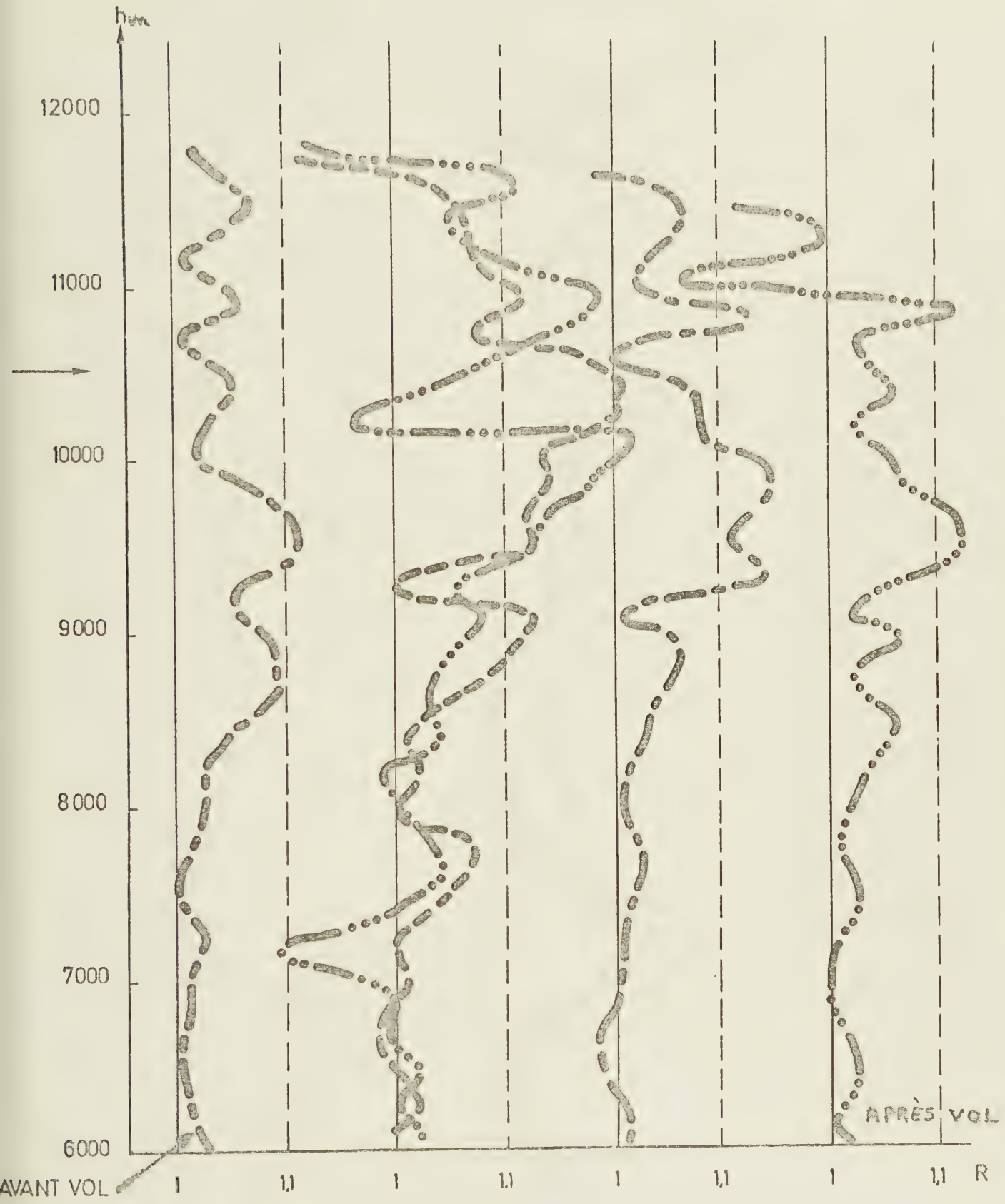


FIG 27


hm
12000
11000
10000
9000
8000
7000
6000
VANT VOL
1
1,2
1
1,2
1
1,2 R
t_o+7'± 5'
t_o+16'± 5'
t_o+25'± 5'
Passage de l avion
t_o+17'± 7'

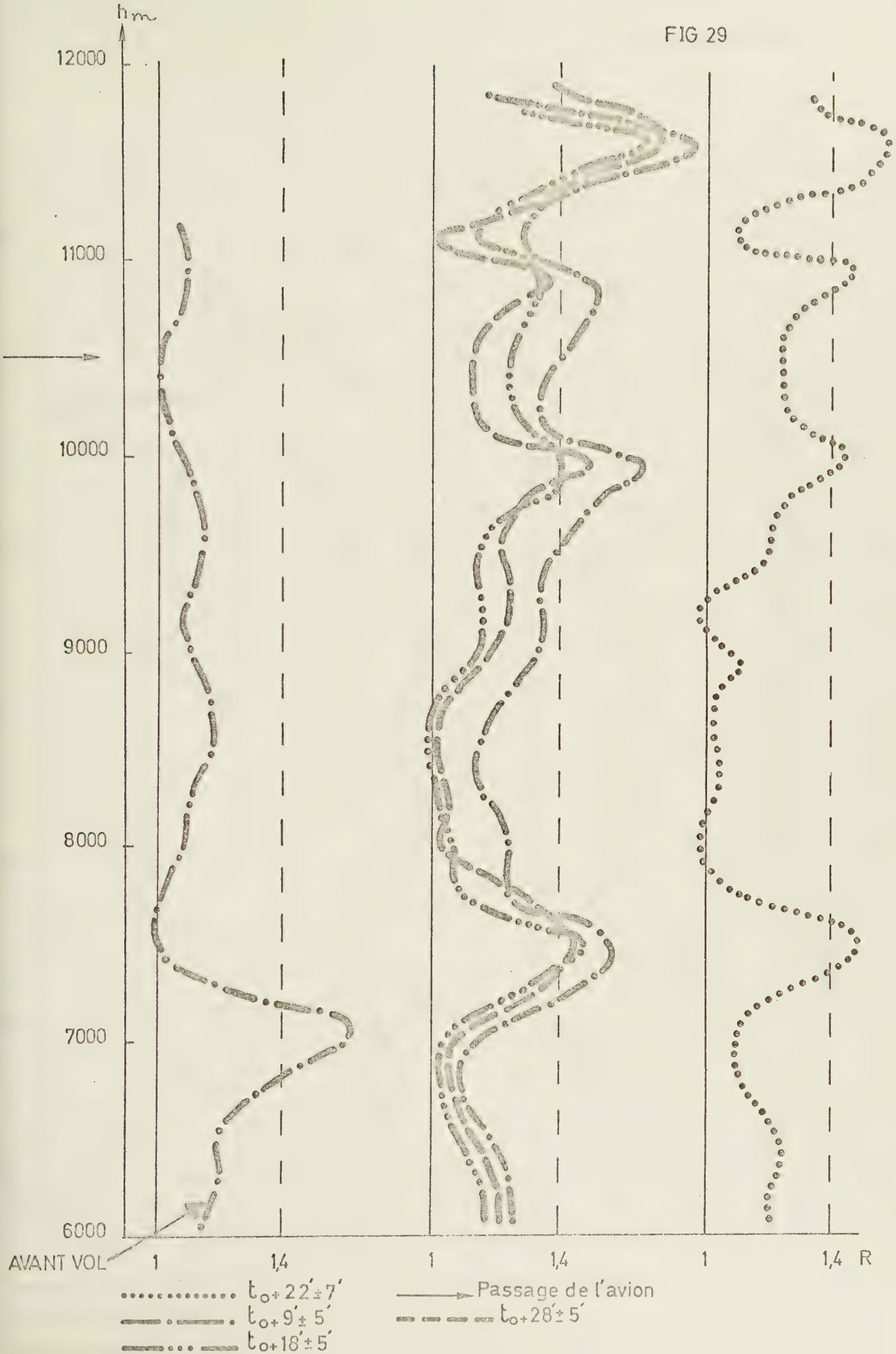
VOL DU 10/7/1973

FIG 28



VOL DU 11/7/1973

FIG 29



VOL DU 18/7/1973

FIG 30

9.7.73 : les aérosols naturels que nous détectons à 9500 m se reproduisent sur tous les profils de ce jour. Après le passage de l'avion nous obtenons trois maximums, correspondant à une augmentation de 10 à 20% du signal ($R = 1,1 - 1,2$).

10.7.73 : l'ébranlement de l'atmosphère est mis en valeur (l'échelle des abscisses est deux fois plus précise). Après 20 minutes, la fonction de diffusion $f_M(\theta,\lambda)$ des aérosols naturels et artificiels sont du même ordre de grandeur ($R \simeq 1$, V.4.2.4).

11.7.73 : l'atmosphère non perturbée, très claire, présente un maximum d'aérosols à 7000 mètres. L'avion provoque des vagues régulières dont l'allure se conserve au-delà de 30 minutes ($R \simeq 1,5$).

18.7.73 : les sondages toutes les minutes ont été donnés sur la figure 25. Le rapport de diffusion dont la valeur maximum est 1,8 (soit une augmentation de 80% du signal) tend vers 1,1 30 minutes après l'éjection. Le remplissage que l'on observe dans la zone 9000 - 10000 mètres (l'intégration en temps est de 6 mn), disparaît après 20 minutes.

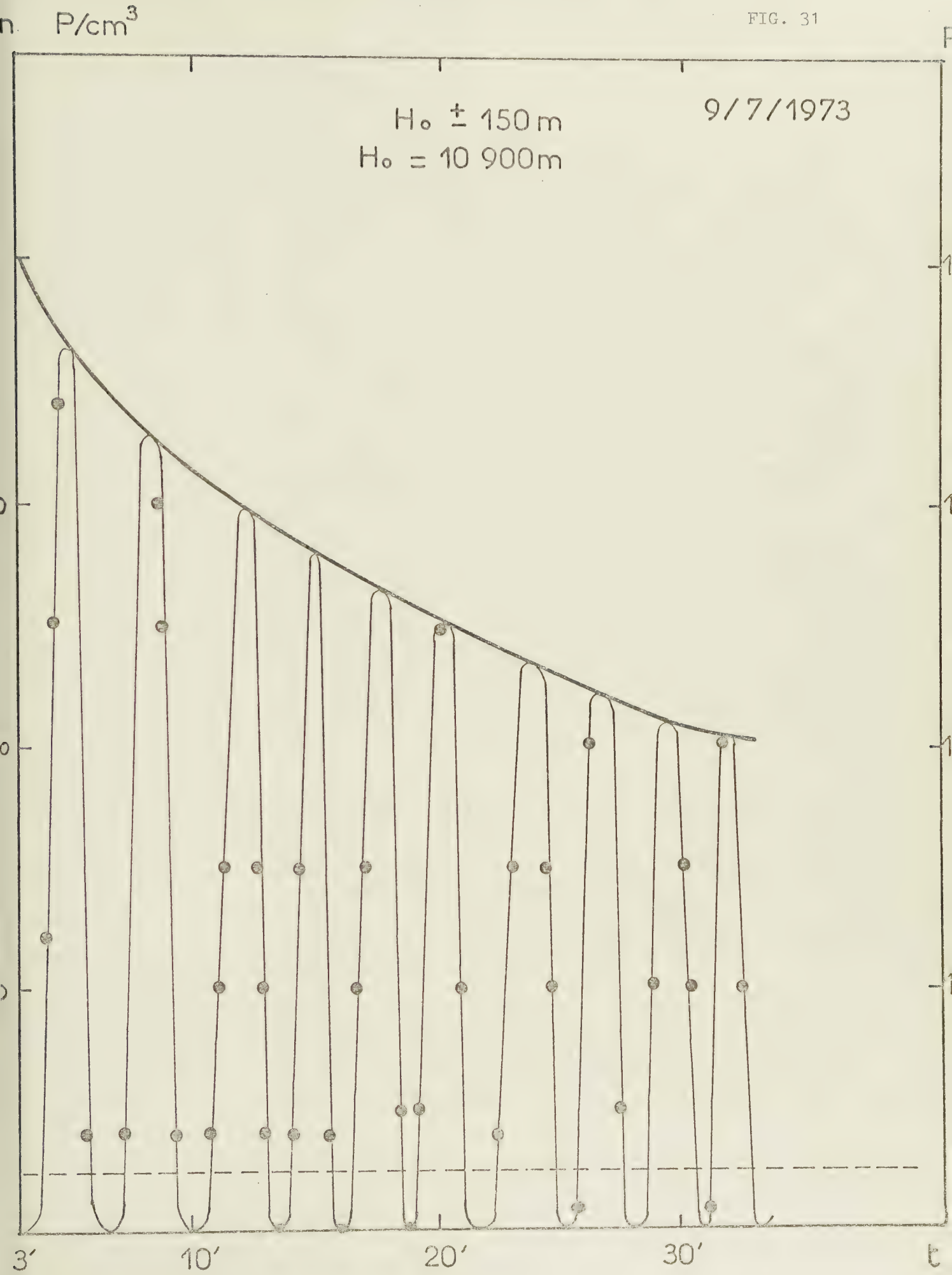
Cette première étude nous suggère quelques remarques : d'une part, les données obtenues en-dessous de 9000 m ne sont pas perturbées, si les profils sont suffisamment intégrés dans le temps ($\Delta t > 5$ minutes). Nous distinguons d'autre part, deux groupes de mesures : le premier comprenant les données des 9, 10 et 18 juillet correspond à un rapport de diffusion voisin de 1,1 après 20 minutes. ; alors que R a encore la valeur 1,5 pour le deuxième groupe (14 juin - 11 juillet). Nous conservons cette distinction pour étudier la perturvation à l'altitude de vol de l'avion

2.2 Variation du rapport de diffusion à l'altitude de vol

Le rapport de diffusion, calculé à l'altitude de vol pour chaque tir laser, est représenté sur la figure 31 pour le 9 juillet (la résolution en altitude est alors de 300 m et la résolution en temps de 30 à 40 secondes). Nous remarquons que les points sont régulièrement distribués en fonction du temps et correspondent à une oscillation.

SONDAGE A L'ALTITUDE DE VOL DE L'AVION

FIG. 31

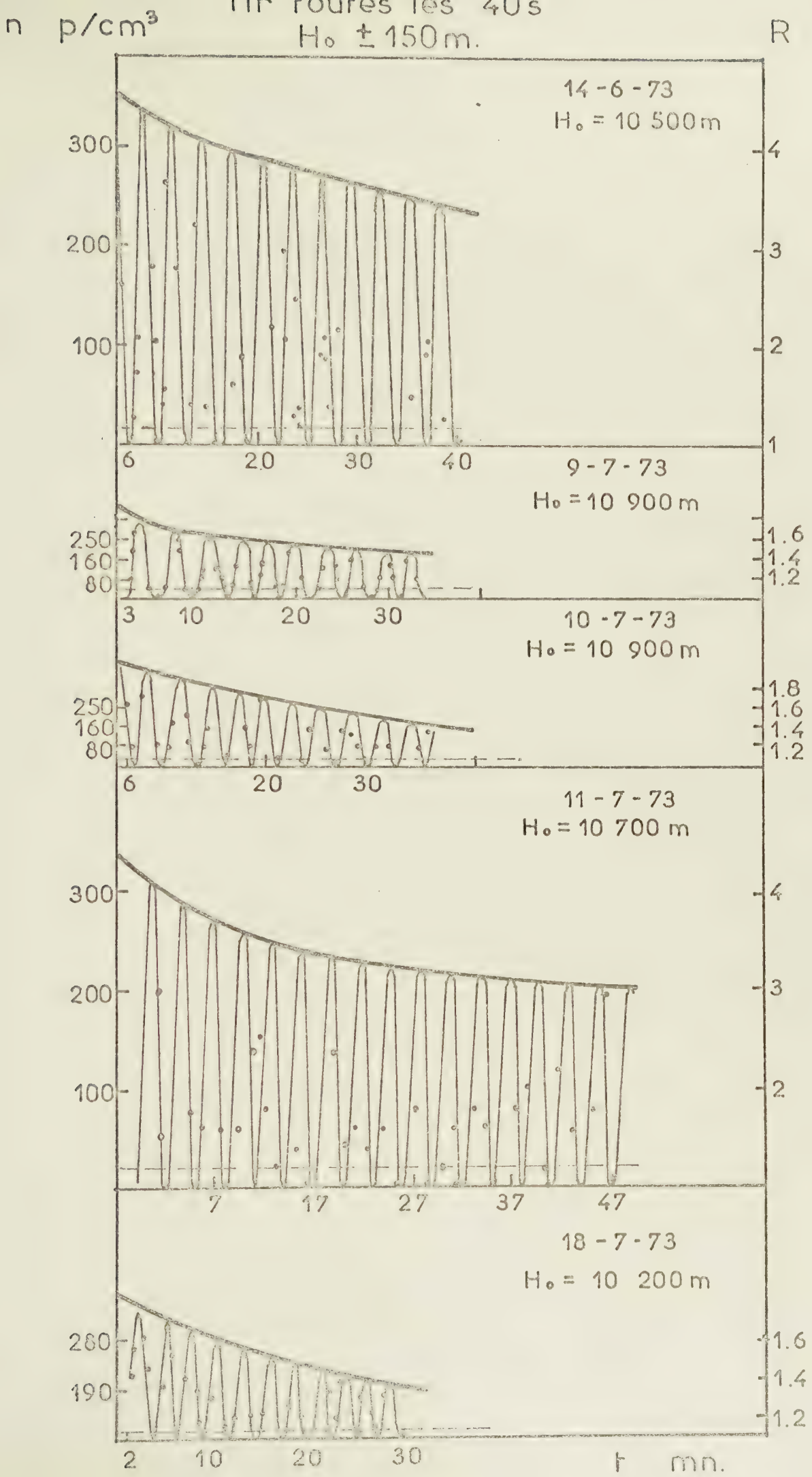


de période environ 3 minutes dont l'amplitude décroît de façon exponentielle (l'apparente quantification de R provient du fait qu'il n'est donné qu'à 0,05 près étant donné la précision des mesures). Cet effet évident sur les résultats obtenus les 9, 10 et 18 juillet, s'il est moins facile à définir pour les autres observations, n'est pas incompatible avec les données obtenues les 14/6 et 11/7/73 (fig. 32). Sur cette figure nous remarquons la différence entre les deux groupes de sondages. Nous avons fait correspondre à chaque rapport de diffusion présenté par l'échelle des ordonnées à droite, une concentration en particules (échelle de gauche). Le calcul a été effectué en suggérant un débit moyen constant des réacteurs ; nous admettrons que les valeurs élevées de R les 14/6 et 11/7, où il atteint 3,5, ne sont pas dues à une émission plus importante de poussières mais à une modification de celles-ci. Nous avons donc considéré qu'elles étaient composées uniquement de carbone les 9, 10, 18 juillet et entourées d'eau les 14.6 et 11.7 (les particules jouent le rôle de noyau de condensation). L'épaisseur de cette couronne est donnée dans le paragraphe suivant. Nous remarquons également un certain amortissement de l'oscillation : en prenant une résolution d'une minute nous avons une variation de R de 30% au début de la perturbation (t_o + 3 mm) qui n'est plus que de 20%, 20 minutes après, puis de 10% à la fin des mesures. Nous pouvons donc admettre que la concentration tend vers une valeur limite correspondant aux aérosols naturels. L'erreur de 6% sur les mesures, pour le niveau minimum du signal, est représentée par le trait en pointillé.

Nous proposons plusieurs solutions afin d'expliquer l'existence du mouvement oscillatoire ainsi mis en évidence. Cette perturbation peut représenter, par exemple, une structure imposée par l'émission pulsée des réacteurs avec, éventuellement, un phénomène d'interférence ; elle peut être due à la propagation d'une onde soumise au champ de gravité terrestre et à la création d'ondes stationnaires. Nous pouvons enfin, envisager l'existence de structures turbulentes dues aux effets aérodynamiques liés à l'écoulement du fluide sur les parois de l'avion. Nous étudions, donc, ces trois hypothèses :

.Si nous supposons une émission pulsée de poussières, la période observée serait une caractéristique des réacteurs. En effet la turbulence dans les jets pulsants (la vitesse est une fonction périodique du temps et a une direction fixe) ou générateurs de battements (la direction varie

FIG.


n p/cm³
Hr toutes les 40s
H₀ ± 150 m.
R
14-6-73
H₀ = 10 500 m
300
200
100
4
3
2
1
6
20
30
40
9-7-73
H₀ = 10 900 m
250
160
80
1.6
1.4
1.2
3
10
20
30
10-7-73
H₀ = 10 900 m
250
160
80
1.8
1.6
1.4
1.2
6
20
30
11-7-73
H₀ = 10 700 m
300
200
100
4
3
2
7
17
27
37
47
18-7-73
H₀ = 10 200 m
280
190
1.6
1.4
1.2
2
10
20
30
t mn.

périodiquement) obtenue par Favre et Marinet (réf. 34) permet d'affirmer que les pulsations bouleversent l'écoulement et la succession des profils instantanés de vitesse montre qu'elles provoquent des accroissements périodiques importants de la largeur du jet ; par ailleurs, les mesures ont établi que les effets engendrés par ces perturbations disparaissent à une certaine distance de la source, en général, au-delà de 200 m, même lorsque les pulsations ont de fortes amplitudes de 30 à 40% ; elles ne peuvent, a fortiori, persister pendant plus de 20 minutes, comme nous l'observons.

.Si nous admettons l'existence d'un effet d'interférence provenant de l'émission simultanée des 2 groupes de deux réacteurs, nous aurions un phénomène analogue à celui créé par deux sources synchrones. Cette interprétation est peu réaliste étant donné le régime tourbillonnaire et de dispersion qui existe dans les premières minutes suivant l'éjection.

Dans l'hypothèse de la propagation d'une onde acoustique nous utilisons les travaux de Cole, Greifinger (réf. 30) et Weston (réf. 31), dont nous avons exposé quelques résultats, en annexe : A une altitude d'observation de 10 km, les ondes de gravité internes se propagent avec une fréquence inférieure à $\sigma_a = 0{,}02$ (soit une période supérieure à 5 mn) tandis que les ondes de gravité acoustiques correspondent à des fréquences supérieures à $\sigma_b = 0.022$ (soit une période inférieure à 4 mn 30). Or nous observons une perturbation dont la période est de 3 mn qui correspondrait donc à la progation d'ondes de gravité acoustiques. Sur la figure 2 de l'annex les ondes de gravité internes ne sont détectables qu'au-delà de 20 mn. La vitesse de groupe de ces ondes est donnée par le gradient de la relation de dispersion (fig. 1. Annexe). Ainsi, pour la fréquence observée $\sigma = 0.035$ et une direction de propagation faisant un angle $\phi = 90°$ avec la verticale, la vitesse de groupe est :

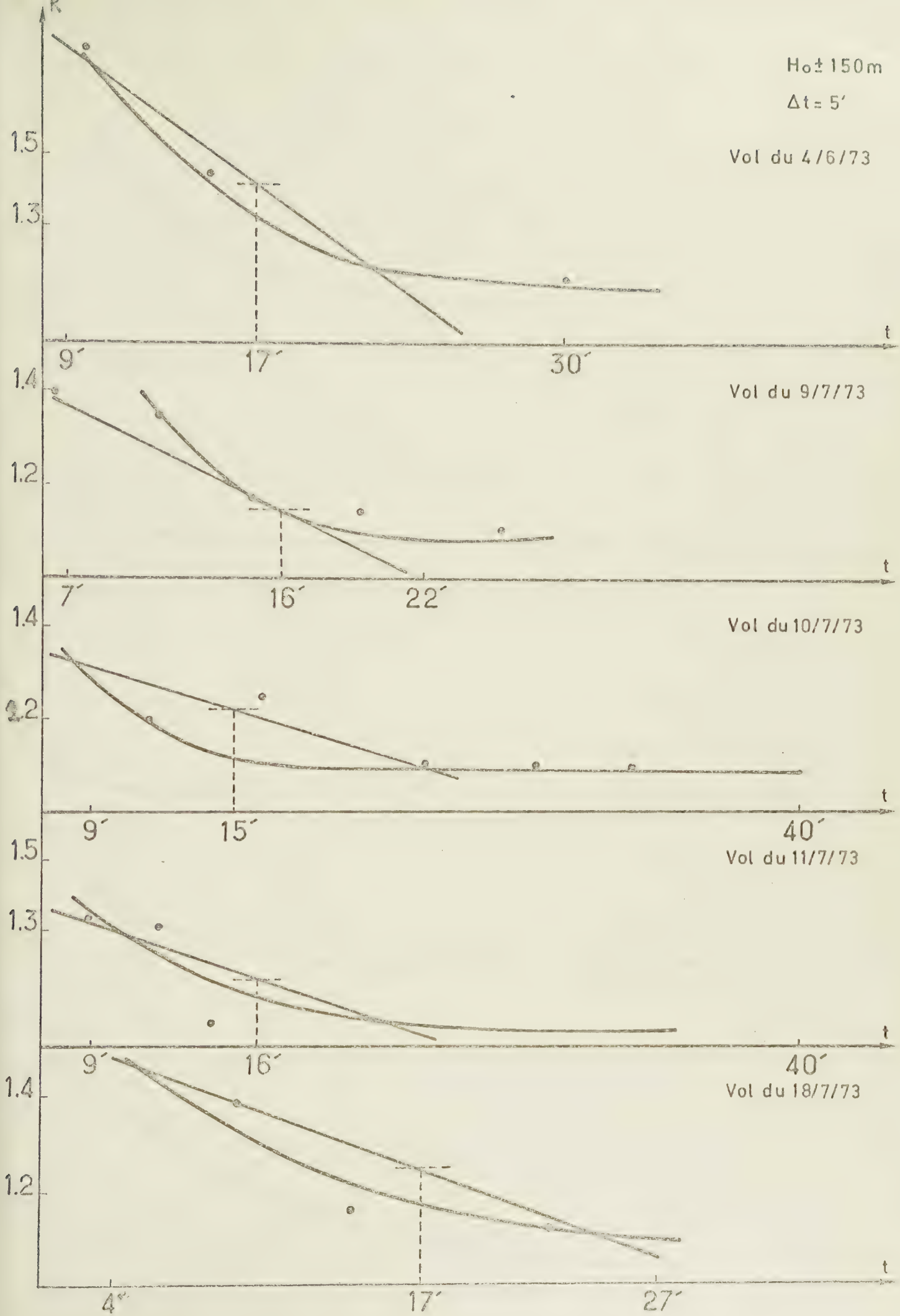
$$C_g = \frac{\left((\sigma_a^2 - \sigma^2)(\sigma_b^2 - \sigma^2)^3\right)^{1/2} \times C_o}{(\sigma_b^2 - \sigma^2)^2 + \sigma_b^2(\sigma_a^2 - \sigma_b^2)} = 270 \text{ m/s}$$

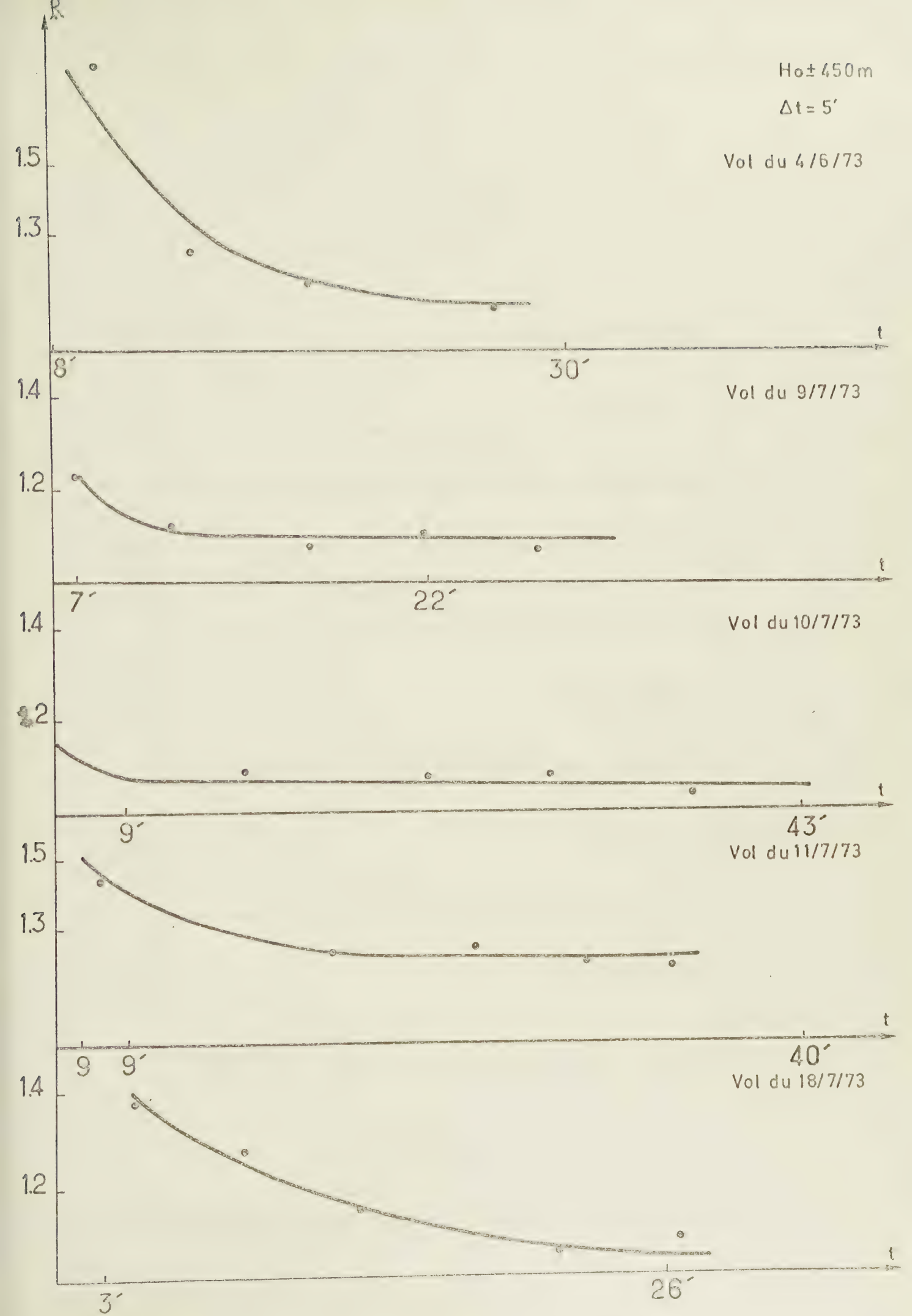
Cette onde, dont la vitesse est voisine de celle du son (à 10 km, c_o = 300 m/s) provoquerait un transport partiel des particules et devrait donc expliquer des fluctuations de densité de plus de 30%. De telles fluctuations induisent des variations de pression et de température du même ordre de grandeur, ce qui est difficilement concevable. D'autre part, cette onde devrait se propager dans l'espace, et n'a aucune raison de se limiter aux dimensions du couloir aérien. Nos observations ne peuvent mettre en évidence une telle propagation, notamment à cause de la contribution plus importante des aérosols naturels.

La dernière hypothèse, ne mettant en cause que l'aspect aérodynamique du problème, nous semble la plus probable. En effet, les tourbillons créés dans le sillage, présenteraient une structure figée, au-delà du régime tourbillonnaire, c'est-à-dire après deux minutes. Celle-ci défilerait dans notre champ de visée, entraînée par le vent qui, à cette altitude est de l'ordre de 10 m/s. La taille de ces tourbillons est limitée par les caractéristiques de l'avion et les dimensions de la traînée, donc comprise entre 10 m et 100 m. La période de 3 mm que nous avons mesurée, correspondra à un multiple de la période de défilement de ces structures, donc à la détection de plusieurs tourbillons.

2.3 Evolution moyenne des poussières en fonction du temps

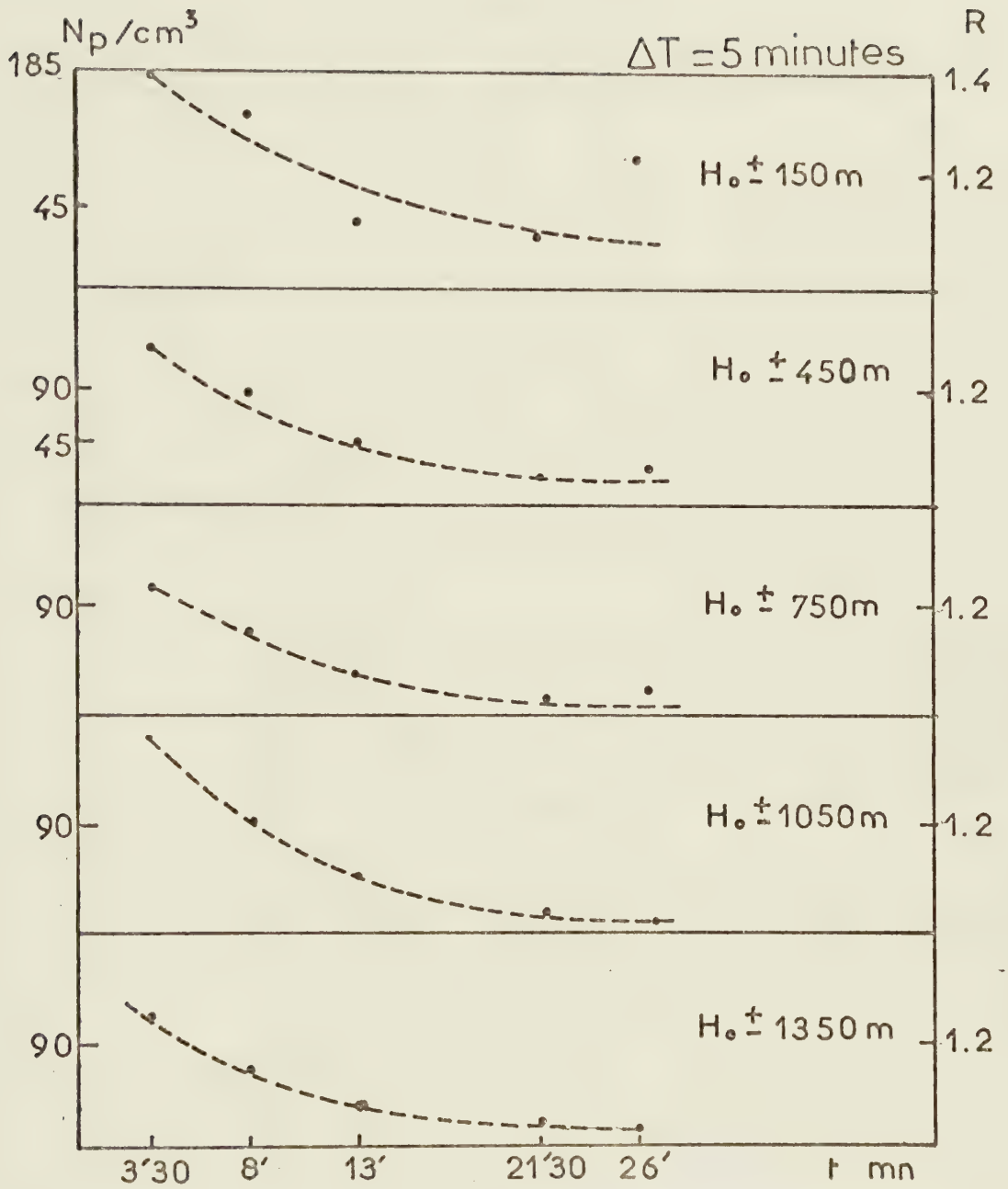
Nous avons porté sur les cinq graphiques des figures 33-34, les valeurs obtenues à l'altitude de l'avion avec une intégration dans le temps de 5 minutes. Pour une zone d'altitude $H_o \pm 150$ m (fig. 33), une telle intégration fait évidemment abstraction de l'oscillation précédente. La décroissance du nombre de poussières, en première approximation, est essentiellement la même dans les cinq cas. Nous avons une décroissance exponentielle, c'est-à-dire que le nombre de poussières varie en $e^{-\beta t}$ avec une constante de temps $1/\beta$ comprise


R
Ho ± 150m
Δt = 5'
Vol du 4/6/73
1.5
1.3
t
9'
17'
30'
1.4
Vol du 9/7/73
1.2
t
7'
16'
22'
1.4
Vol du 10/7/73
2.2
t
9'
15'
40'
1.5
Vol du 11/7/73
1.3
t
9'
16'
40'
1.4
Vol du 18/7/73
1.2
t
4'
17'
27'



VARIABILITÉ TEMPORELLE DES [illegible]

FIG. 35



Vol du 18/7/1973

Densité d'aérosols pour une intégration temporelle de 5 mn.

entre 15 et 17 minutes. Ainsi pour les différents jours nous obtenons :

Jours	H_o mètres	$1/\beta$ minutes
14/6/73	10 500	17
9/7/73	10 900	16
10/7/73	10 900	15
11/7/73	10 700	16
18/7/73	10 200	17

En traçant une courbe en $1/t$ qui correspond aux valeurs expérimentales à $t_o + 9$ mn, on constate qu'elle est compatible avec les résultats obtenus entre $t_o + 5$ mn et $t_o + 20$ mn (les points antérieurs à $t_o + 5$ mn sont perturbés par l'ébranlement crée par l'avion, les points postérieurs à 20 mn tendent vers une limite correspondant à l'atmosphère non perturbée).

Si nous choisissons d'intégrer sur un intervalle $H_o \pm 450$ m, nous introduisons le signal dû aux aérosols naturels (fig. 34). En effet, les profils verticaux nous ont révélé leur présence, au voisinage de l'altitude de vol de l'avion, 10 900 m, les 9 et 10 juillet et nous voyons que R atteint sa valeur limite 10 minutes après l'éjection des poussières (la contribution des aérosols naturels et artificiels est du même ordre de grandeur). Pour les autres jours, la décroissance exponentielle se conserve pendant 20 minutes même en intégrant sur des domaines d'altitude allant jusqu'à $H_o \pm 1350$ m (nous vérifions sur les figures 26, 29 et 30 l'absence d'aérosols naturels). Nous en présentons un exemple pour le 18/7 (fig. 35).

2.4 Concentration des particules émises

De l'étude détaillée du rapport de diffusion nous déduisons la concentration des particules émises ; ainsi, pour le premier groupe de résultats sa valeur maximum nous permet, en utilisant les hypothèses exposées précédemment (chapitre IV), d'évaluer le nombre de particules présentes dans les premières minutes après le passage de l'avion. Nous en déduisons une valeur moyenne qui, pour $t_o + 5$ mn est de 260 p/cm^3. La concentration minimum, que nous détectons après 20 minutes, correspond à un rapport de diffusion de 1.1, soit 45 p/cm^3 s'il s'agit de poussières de carbone (ce rapport peut provenir de la diffusion de 0.8 p/cm^3 d'aérosols naturels, mais les sondages "avant vol" n'ont jamais révélé une telle concentration dans le couloir aérien (V.3.3).

L'évaluation théorique des poussières (II.1) nous donnait, pour les mêmes temps, 440 p/cm^3 et 110 p/cm^3. Ces valeurs, bien que supérieures, ne sont pas incompatibles avec les résultats expérimentaux car elles ont été calculées pour un vol supersonique dans la stratosphère. En fait, nos conditions expérimentales correspondent à une vitesse plus faible de l'avion (nous avons fait l'hypothèse d'un débit de poussières proportionnel à cette vitesse). en excluant le cas particulier du décollage) et se situant dans la troposphère où la diffusion est plus rapide. Nous pouvons également envisager un certain transport de particules par les courants verticaux existant au sein du régime tourbillonnaire. Cet effet, que nous détectons dans les premières minutes (et mis en évidence sur les profils verticaux) projetteraient, de part et d'autre de l'altitude de vol de l'avion, une quantité non négligeable de poussières. Cependant, leur dilution dans le milieu serait rapide puisque l'intégration sur les domaines d'altitudes allant jusqu'à $H_o \pm 1350$ m ne modifie pas la décroissance exponentielle de la concentration en fonction du temps.

Nous pouvons admettre, pour le deuxième groupe, la même concentration moyenne de poussières (V.4.2.2), mais le rapport de diffusion obtenu à $t_o + 3$ mn et donc la fonction de diffusion Mie correspondante ($f_M = 6 \times 10^{-9}$ cm^{-1} sterad^{-1}) indiquent que les particules seraient entourées d'une pellicule d'eau telle que $\rho = 0.7$. (Le noyau de carbone est 2 fois plus gros que la couronne d'eau). La concentration minimum de ces particules composites donnée par $R = 1,5$ (pour $t \geq 20$ mm) est également 45 p/cm^3.. Nous vérifions ainsi que la décroissance est comparable à celle obtenue pour le premier groupe de mesures. Nous résumons, dans le tableau suivant, les résultats.

	1er groupe			2ème groupe
	9 et 10/7	18/7		14/6 et 11/7
Altitude de l'avion m	10800 - 10900	12000		10500 - 10700
$f_R \times 10^8$ cm^{-1} $sterad^{-1}$	0.23	0.26		0.24
R_{MAX}	t = 5 mm 1.6	t = 3 mm 1.8	t = 5 mm 1.6	t = 5 mm 3.5
N_{MAX} cm^{-3}	246 ± 15	370 ± 20	278 ± 17	Valeur moyenne 260
R_{MIN} t ⩾ 20 mn	1.1	1.1		1.5
N_{MIN} cm^{-3}	41 ± 3	46 ± 3		45 ± 3
Nature des particules	Carbone simple	Carbone simple		Carbone entouré d'eau tel que ρ = 0.7

2.5 Conclusion

Si l'hypothèse que nous avons faite (poussières de carbone entourées ou non d'eau) est correcte, nous voyons que le passage du Concorde augmente momentanément la densité d'aérosols d'un facteur 10^3, et que ces poussières disparaissent avec une constante de temps de 15 minutes. Elles peuvent être entraînées, dans les cent premières secondes suivant leur expulsion, par des courants verticaux à une vitesse de 400 m/mm. Elles ne tombent pas étant donné leur petite taille (0,2 µ) et seul le phénomène de diffusion dans le milieu ambiant est à envisager. Après 30 minutes, les fonctions de diffusion des aérosols naturels et artificiels sont du même ordre de grandeur et nous avons encore 40 poussières/cm^3. Pour un vol isolé nous pouvons donc envisager que leur densité tend vers celle des aérosols présents de façon permanente dans la troposphère et la basse atmosphère.

La succession de maxima et de minima d'aérosols met en évidenc l'existence d'une structure périodique, à l'altitude de vol. Celle-ci n'existe pas avant le passage de l'avion et disparaît pour une intégration suffisante en altitude ou en temps. Etan donné la localisation dans l'espace, l'explication la plus pro bable est celle qui est directement liée aux phénomènes aérodynamiques.

ANNEXE

GENERALITES SUR LES ONDES DE GRAVITE

Les transformations adiabatiques d'une atmosphère isotherme, dans un champ gravitationnel à viscosité négligeable, sont représentées par un système d'équations dont les solutions élémentaires correspondent à des ondes planes. Etant donné la diminution en altitude de la densité (en $e^{-Z/H}$) le principe de conservation de l'énergie impose une augmentation exponentielle de l'amplitude. La relation qui lie les différents paramètres caractérisant l'onde est donnée par l'équation de dispersion (réf. 32) :

$$\sigma^4 - \sigma^2 C_o^2 (k_x^2 + k_z^2) - \frac{\sigma^2 C_o^2}{4H^2} + (\gamma - 1)\, g^2 k_x^2 = 0$$

dans laquelle :

H = hauteur d'échelle de l'atmosphère neutre $C_o^2/\gamma g$

C_o = vitesse du son dans l'atmosphère
300 m/seconde vers 10 km (Cira, 1961)

γ = rapport des chaleurs spécifiques = 1.4 pour l'air

g = gravité 9.81 m/s^2

σ = fréquence

k_x k_z nombres d'onde horizontal et vertical

En considérant k_x et k_z réels, deux groupes d'onde peuvent se propager : d'une part, les ondes de gravité internes dont la fréquence est inférieure à celle de Brunt-Väisälä (réf. 33)

$$\sigma_b^2 = - g \left[\frac{1}{g}\frac{dg}{dz} + \frac{g}{c^2}\right]$$

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dz} = -\frac{1}{H}\left[1 + \frac{dH}{dz}\right]$$

D'autre part, les ondes de gravité acoustiques qui correspondent

D'autre part, les ondes de gravité acoustiques qui correspondent à une fréquence supérieure à :

$$\sigma_a = \frac{\gamma g}{2C_o}$$

Si le milieu est homogène et la relation de dispersion vérifiée, la théorie de Whitham (réf. 34) indique que chaque groupe d'ondes (correspondant à une longueur d'onde et à une fréquence définie) se propage avec une vitesse de groupe constante donnée par le gradient de la relation de dispersion :

$$C_g = \Delta_k \, \sigma(k)$$

Ainsi, pour des ondes se propageant dans une direction faisant un angle ϕ avec la verticale, la vitesse de groupe dans les 2 bandes passantes prend l'allure suivante : (pour $\phi = 60°$).

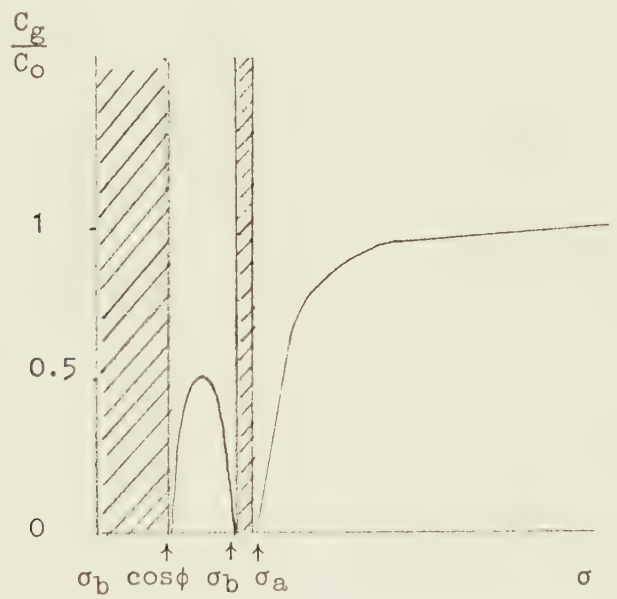


Fig. 1

Nous remarquons que les ondes de gravité acoustiques correspondent à une vitesse de groupe allant de 0 à C_o, quand leur fréquence augmente de σ_a à ∞. Pour les ondes de gravité internes, la fréquence varie de $\sigma_b \cos$ à σ_b, et la vitesse de groupe passe

par un maximum en dessous duquel nous définissons 2 groupes d'onde ayant 2 fréquences différentes pour une même valeur de C_g . Ainsi l'étude théorique de la pression associée aux ondes dispersives créées par une explosion nucléaire (réf. 30) donne des résultats numériques pour une atmosphère isotherme, de hauteur d'échelle $H = 8$ km , et de coefficient adiabatique $\gamma = 1.4$. Nous présentons ci-contre les variations de pression détectées en un point situé à une distance de 1000 km de l'explosion, en fonction du temps (l'origine des temps, t_o , est donnée par l'arrivée du front acoustique).

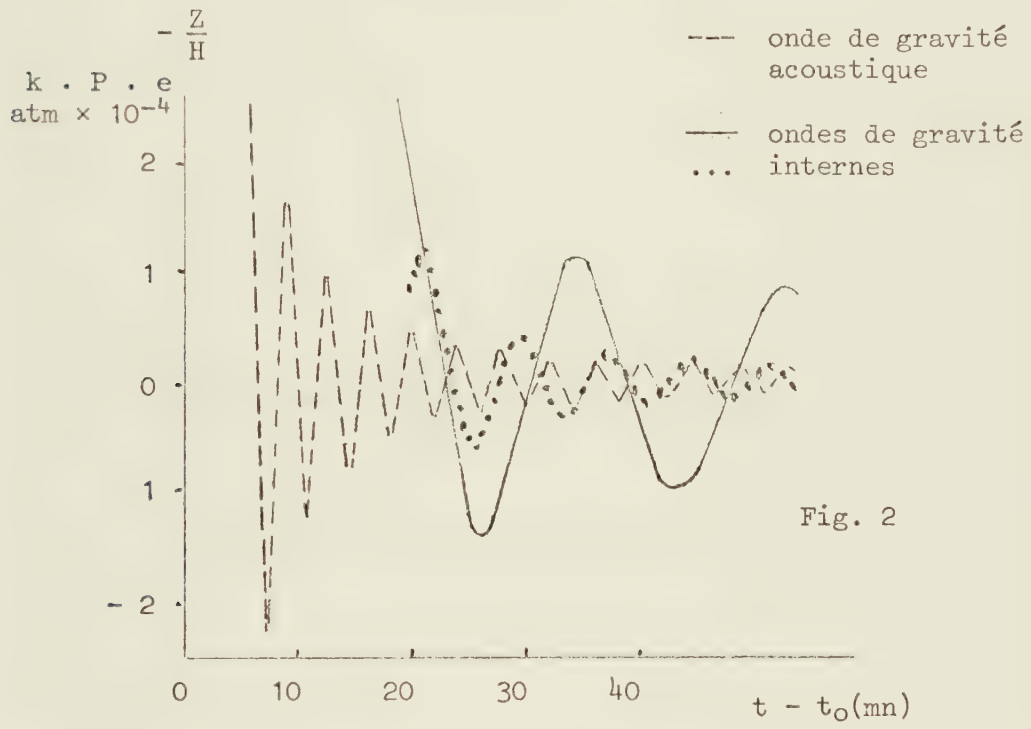


Fig. 2

La première perturbation observée correspond à des ondes de haute fréquence se propageant à une vitesse voisine de celle du son. Nous remarquons que la fréquence décroît dans le temps vers la valeur asymptotique σ_a . Ensuite, les deux groupes d'ondes de gravité interne peuvent être détectés : leur fréquences tendent respectivement vers $\sigma_b \cos\phi$ et σ_b . Ainsi, pour un temps suffisamment long ($t - t_o > 40$ mn) les trois modes coexistent et se propagent avec les fréquences σ_a , σ_b , $\sigma_b \cos\phi$.

```
UPTR2(T10,CP70)
ACCOUNT,AZRIA,C310,DXXAER,N1,POGOF.
REQUEST(NEWPL,*PF)
UPDATE(N,W,F,L=F)
CATALOG,NEWPL,TR2.ID=AERO,RP=30,ST=PFS.
000000000000000,000000
*DECK PP
      PROGRAM DEC(INPUT,OUTPUT,TAPE5=INPUT,TAPE6=OUTPUT,TAPE99=INPUT)
       COMMON/ST/STO(200,29),ALT(29),TIME1(200),TIME2(200),IJ,TAU,KK
      COMMON/DOM/LO,AJP
      COMMON/GAIN/HT(9),INDEX,IND
       DIMENSION BUF(75)
       DIMENSION NFILE(10)
      DIMENSION ORD(42)
      DATA HT/0.14,0.25,0.35,0.65,0.9,1.2,2.2,5.0,9.5/
       DATA NN/6HDTPOUT/
       DATA S/6HAR8408/
        DATA IT/0/
      DATA ORD/105.14,105.14,94.30,59.76,59.76,59.76,116.35,116.35,
     C116.35,
     C116.35,208.01,266.78,266.78,266.78,154.70,154.70,154.70,154.70,
     C293.53,293.53,412.19,412.19,412.19,221.95,368.30,221.95,368.30,
     C368.30,368.30,466.36,364.59,266.60,266.60,466.36,466.36,466.36,
     C155.90,155.90,155.90,155.90,110.10,110.10/
       CALL DD
       IFIN=0
       CALL DO
       CALL QUE(AJOUR,K)
        PI=3.141592/180.
         CL=0.3
        NT=6
      NT=1
        NT=11
      NT=14
      NT=31
      NT=3
       NOB=75
      DO 110 J=1,9
110   HT(J)=HT(J)*1.0E05
       DO 11 J=1,NT
      READ(5,10) N,(NFILE(IW),IW=1,N),INDEX,LO
       WRITE(6,20) NN,S,N,(NFILE(IW),IW=1,N)
20      FORMAT(//1X,2A10,*   N= *,I6,*  F I L E S*,7I8)
       IJ=0
       DO 1 K=1,N
       CALL OPEN(NN,S,NFILE(K),1,NC)
        WRITE(6,21) NC,NFILE(K),K,J
21      FORMAT(//1X,*N C=*,I5,*  F I L E *,I5,*  K=*,I5,*  N =*,I5)
42     FORMAT(1X,10F10.1)
      NFIL=NFILE(K)
      AJP=ORD(NFIL)
2      CONTINUE
       CALL FREAD(NN,BUF,NOB,NC)
       IF(NC.EQ.2) GO TO 2
       IF(NC.EQ.1)           GO TO 4
        IF(NC.EQ.3) GO TO 1
      IND=BUF(61)
      IF(NC.EQ.4)  IFIN=1
      IF(IFIN.EQ.1) CALLMOY
      IF(IFIN.EQ.1) STOP366
       IF(BUF(63).LT.6.5) GO TO 2
       IT=IT+1
      IF(IT.NE.1) GO TO 23
                  TAU=BUF(59)*CL*((SIN(BUF(62)*PI))**2)/2.
                   WRITE(6,42) (BUF(29*IV),IV=1,29)
      CALL MI(BUF(62))
       CALL QUE(BUF(73),KK)
23    CONTINUE
41      FORMAT( 1X,10F10.2)
       CALL STOCK(BUF)
      IF(IT.EQ.1) CALL NI(ALT)
       GO TO 2
4       CONTINUE
        IFF=0
       ITT=K-N
       ITU=J-NT
        IF(ITT+ITU.EQ.0) IFF=1
       CALL CLOSE(NN,IFF,NC)
       IT=0
1      CONTINUE
       CALL MOY
11      CONTINUE
10      FORMAT(40I2)
       STOP
```

```
*DECK DO
      SUBROUTINE DO
      COMMON/EM/ H(31),P(31),T(31),D(31),SIGMA(3,31),BETA(3,31)
      COMMON /ATM/AT(3),BT(3)
      DIMENSION BETA3(31)
      N=31$AL=0.6948**2
      DO 2001 K=1,3
      DO 2002 J=1,N
2003  FORMAT(2F10.1,F10.6)
2002  READ(5,2003)P(J),T(J),D(J)
C
      DO 1 J=1,N
      H(J)=6000.+(J-1)*200.
      H(J)=H(J)/1000.
      T(J)=T(J)+273
      D(J)=6.023E+20*D(J)/29.
      AN=77.6*P(J)/T(J)+0.584*P(J)/(T(J)*AL)
      UN10=2.0E-06*AN
      SIGMA(K,J)=(3.141592*1.47*UN10/(AL*D(J)*(1.0E-08)))**2
      BETA(K,J)=SIGMA(K,J)*D(J)
C
1     CONTINUE
      DO 10 J=1,31
 10   BETA3(J)=BETA(K,J)
      CALL MCL(H,BETA3,31,A,B,Q)
      AT(K)=A
      BT(K)=B
2001  CONTINUE
4     FORMAT(1X,3F10.1,3E16.6)
2     FORMAT (1X,3F10.6)
      RETURN
      END
*DECK MI
      SUBROUTINE MI(TETA)
      COMMON /QQ2/Q2(12) ,N
      DIMENSION TAU(12)
      DATA TAU/ .180,0.187,0.191,0.194,0.196,0.198,0.199,0.201,0.202
     C0.203,0.205,0.206/
      N=12 $ PI=3.141592/180.
      DO 1 J=1,N
      Q2(J)=EXP(-2*TAU(J)/SIN(PI*TETA))
1     CONTINUE
C
2     FORMAT (1X,E15.5)
      RETURN
      END
*DECK NI
      SUBROUTINE NI(ALT)
      COMMON /CORREC/COR(29)
      COMMON /QQ2/Q2(12) ,N
      DIMENSION ALT(1),ZR(12)
      DATA INIT/0/
      IF(INIT.EQ.1) GO TO 10
      DO 6 J=1,N
6     ZR(J)=3.+J
      INIT=1
10    CONTINUE
      DO 1 J=1,29
      COR(J)=1.
      IF((ALT(J)-3.50)*(ALT(J)-16.00).GT.0) GO TO 1
      DO 20 JJ=2,N
      L=JJ-2
      IF(ALT(J)-ZR(JJ))50,50,20
20    CONTINUE
50    IF(L.LE.1)L=1
      IF (L.GT.N-3) L=N-3
      COR(J)=FINTE(ZR,Q2,N,4,L,ALT(J))
1     CONTINUE
      RETURN $ END
*DECK QUE
      SUBROUTINE QUE(AJOUR,K)
C     UTILISATION DE SIGMA ET BETA
      DATA D1/165./
      DATAD2/166./
      DATA D3/199./
```

```
      IF(AJOUR.EQ.D1) K=1
      IF(AJOUR.EQ.D2) K=2
      IF ((AJOUR-D2)*(AJOUR-D3).LT.0) K=3
      IF(AJOUR.EQ.D3)K=3
      IF(AJOUR.GE.D3) K=3
      WRITE (6,1) K
1     FORMAT (1X,*K=*,I5)
      RETURN $ END
*DECK FINTE
      FUNCTION FINTE(X,Y,NP,NOR,K,Z)
      DIMENSION X(1),Y(1),A(5),B(5),DD(10)
      DO 12 I=1,NOR
      A(I)=0.
12     CONTINUE
      DO 10 J=1,NOR
      A(J)=X(K+J-1)
      B(J)=Y(K+J-1)
10    CONTINUE
      CALL DIFDIV(A,B,NOR,DD)
      DENZ=B(1)
      DX=1.
      L1=NOR+1
      DO 30 L=2,NOR
      DX=DX*(Z-A(L-1))
      DENZ=DENZ+DX*DD(L1)
      L1=L1+NOR+1-L
30       CONTINUE
      FINTE=DENZ
      RETURN
      END
*DECK DIFDIV
      SUBROUTINE DIFDIV(A,B,N,DD)
      DIMENSION A(1),B(1),DD(1)
      DO 10 J=1,N
10     DD(J)=B(J)
      DO 20 L=2,N
      MF=N-L+1
      LPM=(L-2)*(2*N-L+3)/2+1
      LM=(L-1)*(2*N-L+2)/2+1
      DO 20 M=1,MF
      DD(LM)=(DD(LPM)-DD(LPM+1))/(A(M)-A(M+L-1))
      LM=LM+1
      LPM=LPM+1
20    CONTINUE
      RETURN
      END
*DECK STOCK
       SUBROUTINE STOCK(BUF)
       COMMON/ST/STO(200,29),ALT(29),TIME1(200),TIME2(200),IJ,TAU,KK
       DIMENSION BUF(1)
       IJ=IJ+1
       IF(IJ.GT.200) RETURN
       TIME1(IJ)=BUF(64)
       TIME2(IJ)=BUF(65)
       DO 1 J=1,29
1      STO(IJ,J)=BUF(J)
       IF(IJ.NE.1) RETURN
       DO 2 J=1,29
2       ALT(J)=BUF(29+J)
       RETURN
       END
*DECK MOY
       SUBROUTINE MOY
      COMMON/ATM/AT(3),BT(3)
      COMMON/DOM/LO,AJP
      COMMON/COEFF/AA(15),BB(15)
      COMMON /CORREC/COR(29)
       COMMON/RES/AM(15,29),MA ,AM1(15,29)
       COMMON/ST/STO(200,29),ALT(29),TIME1(200),TIME2(200),IJ,TAU,KK
      COMMON/RS/AM2(15,29)
      COMMON/GAIN/HT(9),INDEX,IND
      DIMENSION FF(6)
      DIMENSION TR(30),IP(30)
        DIMENSION TEM(200)
       DIMENSION NBR(6)
      DATA FF/0.5,0.6,0.7,0.8,0.9,1./
        DATA NBR/5,10,15,20,25,30/
      WRITE (6,6900) AJP
      HT1=HT(INDEX)
      RO=1.
      AK=9.781E14
      AJP=AJP*(ALT(LO)**2)/TAU
      AJP=AJP*AK/HT1
```

```
      WRITE (6,6900) AJP
6900  FORMAT(1X,E15.5)
       WRITE(6,60) IJ
60      FORMAT(//1X,*  I J  = *,I6)
       AIJ=IJ
       DO 1 I=1,6
      RO=FF(I)
       MA=AIJ/NBR(I)
       MAA=MA
       IF(MA.EQ.0) RETURN
       IF(MA.GT.15) WRITE(6,33) MA
33     FORMAT(5X,*A T T E N T I O N   M A  E S T P L U S  G R A N D
     1 Q U E 1 5 *,15)
      IF (MA.GT.16) RETURN
       DO 2 J=1,MA
       K1=NBR(I)*(J-1)+1
       K2=NBR(I)+K1-1
       IF(K1.GT.200) K1=200
       IF(K2.GT.200) K2=200
       TEM(J)=0.5*(TIME1(K1)+TIME1(K2))
      DO 3 L=1,29
       S=0.
      S1=0.
      DO 1947 IJK=K1,K2
      IJ1=IJK-K1+1
1947  TR(IJ1)=STO(IJK,L)
      CALL ELIM(TR,IP,NBR(I),RO)
      ISA=NBR(I)
1942  FORMAT (1X,4I4,30I3)
      DO 4 K=1,ISA
      S=S+TR(K)*IP(K)
      S1=S1+IP(K)
 4    CONTINUE
      AM(J,L)=0.
      IF (S1.GT.0.5) AM(J,L)=S/S1
3     CONTINUE
2     CONTINUE
       WRITE(6,52) NBR(I)
52      FORMAT(1X,*M O Y E N N E   S U R  *,I4)
        WRITE(6,50) (TEM(J),J=1,MA)
       DO 8 K=1,MA
       DO 7 J=1,29
      AM(K,J)=AM(K,J)/COR(J)
      AM1(K,J)=AM(K,J)*(ALT(J)**2)/TAU
      AM1(K,J)=AK*AM1(K,J)/HT1
7     CONTINUE
      DO 1810 J=1,29
1810  TR(J)=AM1(K,J)
      ALTSUP=11.200
      ALTINF=9.800
      NN=29
       IF(IND.NE.1) GO TO 103
      DO 104 J=1,29
      IF((ALT(J)-ALTINF)*(ALT(J)-ALTSUP).LE.0) TR(J)=0.

104    CONTINUE
103    CONTINUE
      CALL MCL(ALT,TR,NN,AA(K),BB(K),Q)
13    FORMAT(1X,*NE COUPEZ PAS MON LISTING MERCI*,4E12.4)
      U=AA(K)/AT(KK)
      V=BB(K)/BT(KK)
      RO1=AA(K)/BB(K) $ RO2=AT(KK)/BT(KK)
      WRITE(6,13) U,V,RO1,RO2
8       CONTINUE
      DO 80 K=1,MA
      DO 70 J=1,29
      V=AA(K)*(ALT(J)-ALT(LO))+AM1(K,LO)
      AM2(K,J)=AM1(K,J)/V
70    CONTINUE
80     CONTINUE
       DO 6 J=1,29
6     WRITE(6,51) ALT(J),(AM1(K,J),AM2(K,J),K=1,MA)
        IF(MA.LT.5) GO TO 100
        IMA=MA/2
       MA=IMA
       CALL VISU
        IM1=IMA+1
       DO 102 JJ=1,29
       DO 111 J=IM1,MAA
       I1=J-IMA
       AM(I1,JJ)=AM(J,JJ)
       AM1(I1,JJ)=AM1(J,JJ)
111   CONTINUE
102    CONTINUE
```

```
      MA=MAA-IM1+1
       CALL VISU
       GO TO 1
100     CONTINUE
       MA=MAA
       CALL VISU
1       CONTINUE
50      FORMAT(11X,10F10.2)
51    FORMAT(1X,F6.3,8(E8.2,E8.2))
      WRITE (6,14) AK,AJP,HT1
14    FORMAT(1X,3E15.3)
       RETURN   $   END
*DECK MCL
      SUBROUTINE MCL(X,Y,N,A,B,Q)
      DIMENSION X(1),Y(1)
      S1=0. $ S2=0. $ S3=0. $ S4=0.
      II=0.
      DO 1 J=1,N
      IF(Y(J).LT.1.0E-30) GO TO 1
      S1=S1+X(J)
      S2=S2+Y(J)
      S3=S3+X(J)*Y(J)
      S4=S4+X(J)*X(J)
      II=II+1
1     CONTINUE
      S1=S1/II
      S2=S2/II
      S3=S3/II
      S4=S4/II
      WRITE (6,23) S1,S2,S3,S4
C   A EST LE COEF.   ANGULAIRE , B , L ORDONNEE A L ORIGINE DANS Y=A
      A=(S3-S1*S2)/(S4-S1*S1)
      B=S2-A*S1
      Q=0.
       DO 2 J=1,II
2     Q=(Y(J)-B-A*X(J))**2+Q
      Q=SQRT(Q)/II
      WRITE(6,3) A,B,Q,II
3     FORMAT(1X,*MCL=*,2E10.2,E10.2,I10)
23    FORMAT(1X, *S=*,4E10.2)
      RETURN $ END
*DECK ELIM
      SUBROUTINE ELIM (X,IP,N,RO)
      DIMENSION X(1),IP(1)
C   RO EST LE RAPPORT D ELIMINATION
      DO 1 J=1,N
1     IP(J)=1
      S=0.
      DO 2 J=1,N
2     S=S+X(J)
      S=S/N
      DO 3 J=1,N
      IF(ABS(X(J)-S).LT.(RO*S))  GO TO 3
      IP(J)=0.
3     CONTINUE
      RETURN $ END
*DECK VISU
       SUBROUTINE VISU
       COMMON/ST/STO(200,29),ALT(29),TIME1(200),TIME2(200),IJ ,TAU,K
      COMMON/EM/ H(31),P(31),U(31),D(31),SIGMA(3,31),BETA(3,31)
       COMMON/RES/AM(15,29),MA ,AM1(15,29)
      COMMON/RS/AM2(15,29)
      COMMON/COEFF/AA(15),BB(15)
      COMMON /ATM/AT(3),BT(3)
      COMMON/DOM/LO,AJP
       DIMENSION IAC(121,61),ALTR(61)
      DIMENSION VV(30)
      DIMENSION BETA1(31),BETA2(31)
      AK1=8.7E22
      DO1002J=1,31
1002  BETA1(J)=1.0E10*BETA(K11,J)
1003  FORMAT(1X,10E10.2)
      DO 1001 J=1,29
      DO 20 JJ=2,31
      L=JJ-2
      IF(ALT(J)-H(JJ))50,50,20
20    CONTINUE
50    IF(L.LE.1) L=1
      IF(L.GT.28) L=28
      BETA2(J)=FINTE(H,BETA1,31,4,L,ALT(J))
1001  CONTINUE
```

```
      AMAX=0.
      DO 101  M=1,MA
      DO 100 J=1,29
      IF(AMAX.GT.AM1(K,J)) GO TO 100
     AMAX=AM1(K,J)
100   CONTINUE
101   CONTINUE
     IF(AMAX.LT.1.0E-25) RETURN
      J=ALOG10(AMAX)
      CCC=10**J
      ICC=AMAX/CCC+1
      T=ICC*CCC/100.
      AMAX=0.
      DO 201 K=1,MA
      DO 200 J=1,29
      IF(AMAX.GT.AM1(K,J)) GO TO 200
      AMAX=AM2(K,J)
200   CONTINUE
201   CONTINUE
      J=ALOG10(AMAX)
      CCC=10**J
      ICC=AMAX/CCC+1
      R=ICC*CCC/100.
     WRITE(6,25) T,R
25     FORMAT(/2X,*E C H E L L E  T =*,E10.1,*  V A L E U R  D E  R =
    1 *,E12.3)
     DO 68 IJK=1,29
     VV(IJK)=AT(K11)*AK1*(ALT(IJK)-ALT(LO))/1.E10+AJP
68    CONTINUE
     WRITE(6,69)(VV(IW),IW=1,29)
69    FORMAT(1X,10E10.2)
      DO 1 J=1,61
       DO 2 I=1,121
2       IAC(I,J)=55B
1       CONTINUE
      DO 4 I=1,121,10
      DO 3 J=1,61
3       IAC(I,J)=11B
4     CONTINUE
      DO 5 J=1,61,10
      DO 6 I=1,121
6       IAC(I,J)=46B
5       CONTINUE
      WRITE(6,12)
       DO 7 K=1,MA
       DO 8 L=1,29
      IF(ALT(L).LT.6.    ) GO TO 8
       IF( ALT(L).GT.12.    ) GO TO 8
      I=(ALT(L)*1000.-6000.)/100.+1
      I=62-I
      IF(I.LE.1) I=1
      IF(I.GT.61) I=61
      KK=K-1
      J=AM1(K,L)/T+1
      IF(J.LE.1) J=1
       IF(J.GT.121) J=121
       IAC(J,I)=01B+KK
     V=AA(K)*(ALT(L)-ALT(LO))+AM1(K,LO)
     J=V/T+1
     IF(J.LE.1) J=1
     IF(J.GT.121) J=121
     IAC(J,I)=50B
     IF(L.EQ.LO) IAC(J,I)=47B
     IF(L.EQ.LO) IAC(J-1,I)=33B*K
     J=AM2(K,L)/R+1.
     IF(J.LE.1) J=1
     IF(J.GT.121)J=121
     IAC(J,I)=33B+K
     IF (K.NE.1) GO TO 8
C    J=BETA2(L)
C    IF(J.LE.1) J=1
C    IF(J.GT.121) J=121
C    IAC(J,I)=47B
     J=1/R+1
     IF(J.LE.1) J=1
     IF(J.GT.121) J=121
     IAC(J,I)=45B
8       CONTINUE
7       CONTINUE
        DO 15 J=1,61
      I=62-J
15        ALTR(I)=6000.+(J-1)*100.

        DO 9 J=1,61
      WRITE(6,10) (IAC(I,J),I=1,121),ALTR(J)
9       CONTINUE
10        FORMAT(1X,121R1,F10.0)
12        FORMAT(1H1)
      RETURN
```

SYMBOLES UTILISES

A	Surface du télescope	
Δd	Résolution en distance	
d	Distance - Portée	
$d \sin\theta = h$	Altitude visée	
θ	Angle de visée	
I	Energie reçue ph/µs	
I_o	Energie émise ph/µs	
q^2	Transmission de l'atmosphère	
σ_{sca}	Section efficace de diffusion	cm^2
σ_{abs}	Section efficace d'absorption	cm^2
σ_{ext}	Section efficace d'extinction	cm^2
σ_{BK}	Section efficace rétrodiffusion	cm^2
σ_M (180°, 0.6943 Å)	Section efficace Mie par unité d'angle solide	cm^2 sterad^{-1}
σ (θ,λ)		
σ_R (180°, 0.6943 Å	Section efficace Rayleigh par unité d'angle solide	cm^2 sterad^{-1}
σ_R (θ,λ)		
σ_M (m,r)	Section efficace Mie	cm^2
σ_R (m,r)	Section efficace Rayleigh	cm^2
$f(\theta,\lambda)$	Fonction de diffusion	sterad^{-1} cm^{-1}
f_M (h)	Fonction de diffusion Mie	sterad^{-1} cm^{-1}
β_M (h)	Facteur de diffusion Mie	cm^{-1}
β (h)	Facteur de diffusion	cm^{-1}
	$\beta(h) = \beta_R(h) + \beta_M(h)$	
	$\beta(h) = \int_o^{2\pi} d\phi \int_o^{\pi} f(\theta,\lambda) \sin\theta \, d\theta$	
	$\beta_M(h) = 4\pi \, f_M(h)$	
$\beta_R(h)$	Facteur de diffusion Rayleigh	cm^{-1}

Q_{ext}	Coefficient d'extinction $Q_{EXT} = \frac{\sigma_{ext}}{r}$	
Q_{SCA}	Coefficient de diffusion	
Q_{ABS}	Coefficient d'absorption	
Q_{BK}	Coefficient de rétrodiffusion	
R	Rapport de diffusion	
n(r)	Fonction de distribution	$\mu^{-1}\ cm^{-3}$
n(x)	Fonction de distribution	$\mu^{-1}\ cm^{-3}$
N	Concentration des particules	cm^{-3}

$$N = \int_{r_1}^{r_2} n(r)\, dr$$

BIBLIOGRAPHIE

1. Laramie comparative experiment (1973)
Data Report CIAP.

2. H. HIRONO, M. FUJIWARA, O. UCHINO, T. ITABE (1974)
Observations of stratospheric Aerosol Layers by Optical Radar
Can. J. Chem. 26, 1560.

3. G. FIOCCO (1968)
The Use of Optical Radars for the determination of atmospheric composition, motion and temperature.
ESRO, SN-81.

4. G.S. KENT, R.W.H. WRIGHT (1970)
A review of laser radar measurements of atmospheric properties.
J. Atmos. Ter. Phys. 32, 917.

5. B.R. CLEMESHA, S.N. RODRIGUES (1971)
The stratospheric scattering profile at 23° South.
J. Atmos. Ter. Phys. 33, 1119.

6. G. GRAMS, G. FIOCCO (1967)
Stratospheric Aerosol layer during 1964, 1965.
J. Geophys. Res. 72, 3523.

7. G. SCHUSTER (1970)
Detection of tropospheric and stratospheric aerosol layer by Optical Radar.
J. Geophys. Res. 75, 15.

8. R.T.H. COLLIS (1970)
Lidar.
Appl. Optics 9, 1782.

9. J. REAGAN, B. HERMAN (1970)
On the use of bistatic Lidar in the study of atmospheric aerosols
Southwest IEEE, Conf. 526.

G. WARD, K.M. CUSHING, R.D. Mc PETERS, A.E.S. GREEN (1973)
Atmospheric Aerosol Index of refraction and size. Altitude Distribution from Bistatic laser scattering.
Appl. Optics 12, 2585.

10. Study of critical environmental problems.
MIT 1970.

11. Olympus 593 (1971)
Aspects of smoke and pollution Snecma BSN 75/3.

12. G. BRASSEUR (1975)
Dispersion des jets de réacteurs.
COVOS Monographie 6.2.

13. R. LIST (1966)
Smithsonian meteorological tables.
(6ème edition Smithsonian Institution).

14. G. LEBAUPAIN, G. MADELAINE, D. VIGLA (1974)
Granulométrie des particules dans le jet de réacteur.
Rapport COVOS-COMESA.

15. B. RUSSELL, W. VIEZE, R. HAKE, R.T.H. COLLIS (1973)
Lidar Measurements of the variability of stratospheric particulates SRI Project 2217.

16. M. KERKER (1969)
The scattering of light
(Academic Press).

17. H.C. VAN DE HULST (1957)
Light scattering by small particules.
(Wiley - New-York).

18. N.C. WICKRAMASINGHE (1972)
Light scattering functions for small particules
(Hilger).

19. D. DEIRMENDJIAN (1969)
Electromagnetic Scattering on spherical polydispersion
(Elsevier).

20. M. CHOUCQ, M.L. CHANIN (1974)
Calcul de la diffusion Mie par des particules sphériques.
Rapport interne nO 104-G-74.

21. M.L. CHANIN, M. MAILLARD (1974)
Observation par laser des particules émises par Concorde dans l'atmosphère.
Rapport contrat COVOS.

22. L. ELTERMAN (1970)
Vertical Attenuation Model with Eight Surface Meteorological Ranges 2 to 13 kilometres.
AFCRL 70.0200.

23. R. PENNDORF (1955)
Tables of the refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the spectral region between 0.2 and 20 μ and their application to atmospheric optics.
J. Opt. Soc. of America, 47, 2.

24. L. COULSON, V. DAVE, Z. SEKERA (1960)
Tables related to Radiation Emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh Scattering (University of California).

25. A. DOURY (1972)
Une méthode de calcul pratique et générale pour la prévision numérique des pollutions véhiculées par l'atmosphère.
Rapport CEA, R 4280.

26. CIAP Monograph 1 (1974)
The Natural Stratosphere 6 - 70.

27. A. REAGAN, M. HERMAN, R. BROWING (1971)
J. Atmos. Sci. 28, 763.

28. B. HEYWOOD, L. LINDEN (1970)
Jet Aircraft Air pollutant production and dispersion.
AIAA, paper n° 70-115.

29. F. MALONE (1966)
Effects of supersonic transport Aircraft on the stratosphere.
Report on weather and elimate modification, 1350 Wash. D.C.

30. J.D. COLE and C. GREIFINGER (1969)
Acoustic-gravity waves from an Energy Source at the Ground in an isothermal atmosphere.
J. Geophys. Res. 74, 14.

31. V.H. WESTON (1961)
The pressure pulse produced by a large explosion in the atmosphere.
J. Phys. 39, 993.

32. C.O. HINES (1960)
Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights.
Can. J. Phys. 38, 1441.

33. C. ECKART (1960)
Hydrodynamics of oceans and atmospheres.
Pergamon Press.

34. G.B. WHITHAM (1961)
Group Velocity and Energy propagation for three-dimensional waves.
Comm. pure Appl. Math. 14, 675.

35. M. FAVRE-MARINET, G. BINDER, R. CURTET (1976)
Turbulence instationnaire dans les jets pulsants et battants
Colloque 37, C1-79.

36. Handbook of Geophysics and Space Environments.
(Mc Graw-Hill Book Company).